

5. FOLGE, 1931, BAND 8, HEFT 6

# ANNALEN DER PHYSIK

Gegründet 1799 durch F. A. C. Gren und fort-  
geführt durch L. W. Gilbert, J. C. Poggendorff,  
G. und E. Wiedemann, P. Drude, W. Wien

Der ganzen Reihe 400. Band

Kuratorium:

F. Paschen      M. Planck      R. Pohl  
A. Sommerfeld      M. Wien      E. Warburg

Unter Mitwirkung  
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
herausgegeben von

E. GRÜNEISEN, Marburg/L.  
M. PLANCK, Berlin



LEIPZIG / VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

Im Jahre 1931 erscheinen die Bände 8, 9 und 10 mit je 8 Hefen. Der Abonnementspreis beträgt pro Band Rm. 28.— zuzüglich Rm. 1.60 für Porto bei direkter Zusendung für das Inland und Rm. 2.— für das Ausland. Redaktionsschluß am 23. März 1931.

# Inhalt

	Seite
Walther Gerlach-München, Ferromagnetismus und elektrische Eigenschaften. II. Mitteilung. Die Deutung der magnetischen Widerstandserhöhung ferromagnetischer Elektronenleiter. (Mit 5 Figuren) . . . . .	640
O. Milicka und A. Slama-Prag, Neue Ergebnisse der Messung von Dielektrizitätskonstanten wäßriger Elektrolytlösungen mit der Fürthschen Ellipsoidmethode. (Mit 13 Figuren) . . . .	663
C. Ramsauer, R. Kollath und D. Lilienthal-Berlin-Reinickendorf, Über die Erzeugung von Protonen. (Mit 8 Figuren) . .	702
C. Ramsauer, R. Kollath und D. Lilienthal-Berlin-Reinickendorf, Über den Wirkungsquerschnitt von Gasmolekülen gegenüber langsamen Protonen. (Mit 15 Figuren) . . . . .	709
Hans Bittmann-Berlin, Der Einfluß der Sekundäremission auf die Röhrenkennlinien. (Mit 22 Figuren) . . . . .	737

Die Redaktion der Annalen wird von den auf der Titelseite genannten Herren besorgt. Es wird gebeten, Manuskripte an Herrn Geh.-Rat Prof. Dr. E. Grunewald, Marburg/L., Mainzer Gasse 33, einzusenden.

Die Redaktion bittet, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekanntgegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft können die Annalen zu einem Vorzugspreis beziehen.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Den zur Veröffentlichung eingereichten Abhandlungen ist die Mitteilung beizufügen, daß eine Publikation an anderer Stelle nicht erfolgt ist.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzeichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Bei den **Zitaten** wolle man die Abkürzungen der Zeitschriftentitel nach dem Verzeichnis wählen, welches jedem Jahrgang der „Physikalischen Berichte“ vorangestellt ist.

8

100

X

A

5. I

*Fer*

*Wi*

neu

mag

vorz

auch

zur

änd

Ma

Wi

auf

Erl

Ma

P.

Fel

die

vor

100

hal

K.

p. 1



# ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE, 1931, BAND 8, HEFT 6

## *Ferromagnetismus und elektrische Eigenschaften*

### *II. Mitteilung. Die Deutung der magnetischen Widerstandserhöhung ferromagnetischer Elektronenleiter*

*Von Walther Gerlach*

(Mit 5 Figuren)

In dieser Mitteilung erlaube ich mir eine, wie mir scheint, neuartige Diskussion zahlreicher Versuche über die longitudinale magnetische Widerstandsänderung ferromagnetischer Metalle vorzutragen, deren wesentlichster Gesichtspunkt darin liegt, daß auch in der Widerstandszunahme die spontane Magnetisierung zur Geltung kommt.

Wie vor kurzem<sup>1)</sup> gezeigt wurde, besteht die Widerstandsänderung eines ferromagnetischen Körpers im longitudinalen Magnetfeld aus zwei prinzipiell verschiedenen Effekten: einer Widerstandsabnahme und einer Widerstandszunahme.

Die *Widerstandsabnahme* tritt dann ein, wenn durch das äußere Feld eine *wahre* Magnetisierung erzeugt wird, d. h. eine Erhöhung der der Meßtemperatur entsprechenden spontanen Magnetisierung. Eine solche wahre Magnetisierung tritt nach P. Weiß und R. Forrer<sup>2)</sup> in merklichen Beträgen bei kleinen Feldern nur in der Nähe des Curiepunktes auf. Wir beobachteten die Widerstandsabnahme durch longitudinale Magnetisierung von Nickeldrähten schon in Feldern von der Größenordnung 100 Gauss von 300° C an aufwärts. Jones und Malam<sup>3)</sup> erhalten auch bei Zimmertemperatur in sehr hohen Feldern

1) W. Gerlach, Ztschr. f. Phys. 59. S. 847. 1930; W. Gerlach u. K. Schneiderhan, Ann. d. Phys. [5] 6. S. 772. 1930.

2) P. Weiss u. R. Forrer, Ann. de Physique x<sup>e</sup> Serie, Tome V. p. 153. 1926.

3) W. M. Jones u. J. S. Malam, Phys. Mag. 27. S. 649. 1914.

schon eine gerade merkliche Abnahme der anfänglich starken Widerstandszunahme nach Erreichung der Sättigung. Da in diesen Untersuchungen größter Wert auf genaue Orientierung zu dem Feld gelegt ist, liegt es an sich nahe, diese Widerstandsabnahme auch mit einer allerdings sehr geringen wahren Magnetisierung in Zusammenhang zu bringen. Doch ist es auch möglich, daß es sich um eine Erscheinung handelt, welche mit der sehr starken Spannung des verwendeten Drahtes zusammenhängt. Allerdings werden an diese Orientierung sehr hohe Anforderungen gestellt, weil bei Nickel *jede* Normalkomponente des Feldes nach den bisher vorliegenden Untersuchungen zu einer Widerstandsabnahme führt. Da eine solche Normalkomponente in Richtung der sehr geringen Dicke des Drahtes wirkt, liefert sie selbst bei erheblicher Größe nur eine geringe Magnetisierung (wegen des hohen Entmagnetisierungskoeffizienten), so daß auch bei längst erreichter Longitudinal-sättigung die Transversalmagnetisierung noch so klein ist, daß in ihrer Richtung die Sättigung der negativen Widerstandsänderung noch lange nicht erreicht ist.<sup>1)</sup>

Aus diesem Grunde darf man zur Erlangung einwandfreier Ergebnisse auch nicht einen zickzackförmig geknickten Draht in das Magnetfeld setzen<sup>2)</sup>, weil dann immer auch eine Transversalkomponente an der Knickstelle vorhanden ist, selbst wenn die einzelnen Drahtstücke einander und zum Feld parallel angeordnet sind.

Die *Widerstandszunahme*, welche alle Ferromagnetika bei longitudinaler Magnetisierung zeigen, muß also ein Vorgang sein, welcher mit der scheinbaren, nicht aber der wahren Magnetisierung zusammenhängt. Man muß sogar von unserem Standpunkt aus folgerichtig schließen, daß eine *magnetische Widerstandszunahme auf einer Störung der spontanen Magnetisierung beruht*. Da die spontane Magnetisierung als im Kristall ihrer Richtung und Größe nach verankert angesehen werden muß, würde also eine Magnetisierung bis zur Sättigung in

1) Vgl. auch die Widerstandsänderung bei gekreuzten Feldern C. G. Knott, Proc. Roy. Soc. Edinb. XXXIII, II, Nr. 20, 1913.

2) Dies geschieht z. B. bei B. Cabrera u. R. Torroja, Trabaja del Lab. de Invest. Fisicas Nr. 16, 1918.

irgendeiner anderen Richtung als dieser schon eine Störung der spontanen Magnetisierung bedeuten.<sup>1)</sup>

Wir wollen nun versuchen, im folgenden zu zeigen, daß die bisher bekannten Tatsachen mit einer solchen Annahme in Übereinstimmung sind. Als Versuchsmaterial liegt vor: die Widerstandsänderung von Eisenkristallen (nach Webster<sup>2)</sup>), die Widerstandsänderung von Eisen, besonders von Elektrolyteisen vor und nach der Rekristallisation (nach Stierstadt<sup>3)</sup>) und die Widerstandsänderung von Nickel und Nickellegierungen bei verschiedenen Temperaturen (eigene Messungen und Messungen von K. Schneiderhan<sup>4)</sup> und E. Englert in meinem Institut).

#### a) Experimentelle Untersuchungen

Wir beginnen mit der Diskussion der letzteren. Es wurde als Funktion der Feldstärke und Temperatur die longitudinale Widerstandszunahme und die Magnetisierung bestimmt. Generell ergibt sich mit der Sättigung der Magnetisierung auch eine Sättigung der Widerstandszunahme. Während wir früher<sup>5)</sup> glaubten, daß mit Annäherung an die Sättigung die Widerstandszunahme der Magnetisierung proportional sei, haben wir diese Ansicht jetzt ganz aufgegeben. Vielmehr ergibt sich nur dann eine einfache und umfassende Deutung unseres ganzen Beobachtungsmaterials, wenn man eine quadratische Abhängigkeit zugrunde legt: die Widerstandszunahme  $\Delta R$  ist für konstante Temperatur oberhalb einer bestimmten Magnetisierung  $J_0$  proportional dem Quadrate der Magnetisierung  $J$ . Wiewohl der Bereich der Gültigkeit des  $(J^2 - J_0^2)$ -Gesetzes

1) Vgl. die analoge Überlegung durch Herausziehung des Mahajanifeldes (G. S. Mahajani, Phil. Trans. 63. S. 228. 1929) von W. L. Webster, Proc. Phys. Soc. 42. S. 431. 1930.

2) W. L. Webster, Proc. Roy. Soc. London, A 113. S. 196. 1927.

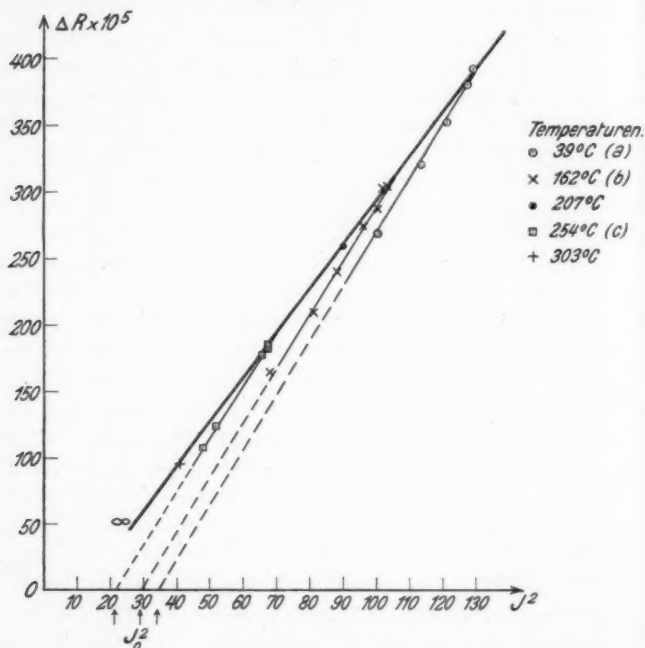
3) O. Stierstadt, Ztschr. f. Phys. 65. S. 575. 1930.

4) K. Schneiderhan, eingereichte Münchner Dissertation, erscheint in den Annalen als III. Mitteilung; darin wird das beobachtete Material eingehend wiedergegeben, dessen Ergebnisse mir für diese Notiz zur Verfügung standen. Die folgende Fig. 1 enthält nur einige Daten als Beispiel. Die Fig. 2 verdanke ich Hrn. Englert.

5) Vgl. W. Gerlach, Proc. Phys. Soc. London 48 (5), Nr. 235. S. 418. 1930.

nur beschränkt ist, werden wir durch folgende Gründe zur Annahme dieses Gesetzes geführt:

1. Trägt man für konstante Temperatur  $\Delta R$  als Funktion von  $J$  und  $J^2$  auf, so erhält man mit der  $J^2$ -Abszisse mit Annäherung an die Sättigung eine Gerade.



Widerstandsänderung als Funktion des Quadrates der Magnetisierung.

(a) (b) (c)  $\Delta R$  bei konstanter Temperatur ausgezogene Geraden:

Gültigkeitsbereich der Beziehung  $\Delta R = C(J^2 - J_0^2)$ ;

punktierte Geraden: Extrapolation auf  $J_0^2$ ;

Gerade  $\infty$ : Sättigungswerte  $\Delta R_\infty$  und  $J_\infty^2$

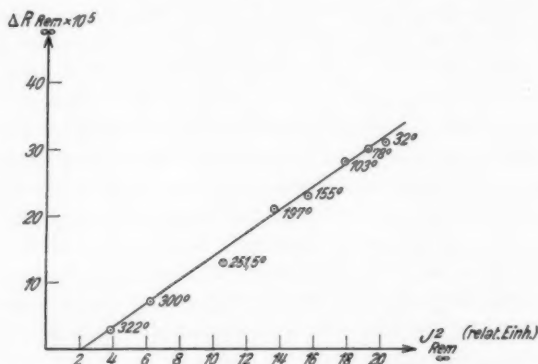
Fig. 1

2. Mit zunehmender Temperatur wird der Bereich, in welchem die gemessenen  $\Delta R$ -Werte auf der Geraden liegen, größer.

3. Für alle Temperaturen zwischen Zimmertemperatur und 300°C haben die Geraden die gleiche Neigung.

4. Variiert man die Magnetisierung nicht durch das Feld, sondern die Sättigungsmagnetisierung durch die Temperatur, so liefert  $\Delta R_{\infty}$  als Funktion von  $J_{\infty}^2$  aufgetragen, im Bereich bis  $300^{\circ}\text{C}$  wieder eine Gerade (Fig. 1).

5. Bestimmt man die magnetische Remanenz  $J_{\text{rem}}$  und die Remanenz der Widerstandsänderung  $\Delta R_{\text{rem}}$  nach vorhergegangener Sättigung als Funktion der Temperatur, so liefert  $\Delta R_{\text{rem}}$  als Funktion von  $J_{\text{rem}}^2$  ebenfalls eine Gerade (Fig. 2).



Remanente Widerstandsänderung als Funktion des Quadrates der remanenten Magnetisierung

Fig. 2

6. Bestimmt man die magnetische Remanenz und die Widerstandsremanenz als Funktion der vorhergegangenen Magnetisierung, so erhält man für Temperaturen bis  $250^{\circ}$  eine lineare Abhängigkeit der Widerstandsremanenz vom Quadrat der magnetischen Remanenz und für alle Temperaturen die gleiche Neigung von  $(\Delta R_{\text{rem}}, J_{\text{rem}}^2)$ .

Die Aussagen sind beschränkt auf den Temperaturbereich, in welchem das äußere Magnetfeld noch keine Widerstandsabnahme hervorruft, also auf Temperaturen bis wenig oberhalb  $300^{\circ}$ . Zu betonen ist weiterhin, daß als charakteristische Größe nicht die prozentuale Widerstandsänderung, sondern die absolute Widerstandsänderung gewählt wird, also  $\Delta R/R_0$ .

und nicht  $\Delta R/R_T$ , da durch Einführen von  $R_T$  (d. h. des Widerstandes bei Meßtemperatur) noch der mit der spontanen Magnetisierung verbundene, mit dem Problem der Widerstandszunahme nicht direkt zusammenhängende anomale Temperaturverlauf des Widerstandes eingeführt würde.<sup>1)</sup>

7. Schließlich ist generell sicherlich rationeller, die Widerstandsänderung auf das Quadrat der Magnetisierung zu beziehen, statt auf die richtungsabhängige Größe der Magnetisierung. Warum ist der Bereich von  $\Delta R = C(J^2 - J_0^2)$  für  $T = \text{konstant}$  nur so klein, oder anders gefragt: was bedeutet das  $J_0$ ? Hierauf geben uns alle die vorliegenden Versuche die gleiche Antwort:  $J_0$  ist die Magnetisierung, oberhalb welcher die spontane Magnetisierung durch das äußere Feld gestört wird. Hierbei wird die innere „spontane“ magnetische Energie nicht vergrößert, sondern im Gegenteil herabgesetzt. Der spontanen Magnetisierung entspricht — nach Ausweis der spezifischen Wärmen im feldfreien Raum — die größte magnetische Energie, und mit der Temperaturabhängigkeit dieser Energie hängt der anomale Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes direkt zusammen.<sup>2)</sup> Da es sich also stets um Fragen der magnetischen Energie handelt, ist auch theoretisch gerechtfertigt, nach der  $(J^2, \Delta R)$ -Funktion, nicht nach  $(J, \Delta R)$  zu fragen.

#### b) Begriff der spontanen Magnetisierung im Kristall

Zur Diskussion und Begründung sei kurz die Definition der „spontanen Magnetisierung  $\sigma_0$ “ vorausgeschickt: sie (d. h.  $\sigma_0$ )<sup>3)</sup> ist gegeben durch die innere spontane magnetische Energie der Elementarbereiche. Da die Elementarbereiche im Vielkristall beliebig orientiert sind, ist ihre Größe zwar nicht unmittelbar magnetisch erkennbar, aber doch direkt meßbar durch die im feldfreien Raum kalorisch gemessene Energie, welche ihre sukzessive Zerstörung mit steigender Temperatur bewirkt.<sup>3)</sup> Daß auch der Einkristall nach außen hin ohne

1) Man vergleiche die analogen Überlegungen von W. Meissner u. H. Scheffers, Phys. Ztschr. 30. S. 827. 1929.

2) B. Cabrera und R. Torroja, a. a. O.; W. Gerlach und K. Schneiderhan, a. a. O.

3) P. Weiss; z. B. P. Weiss u. R. Forrer, Le Magnetisme 1927; letzte Messung für Nickel Ch. Lapp, Ann. d. Phys. [10] 12. S. 442. 1929.

äußeres Magnetfeld unmagnetisch erscheint, ist nur durch sekundäre Einflüsse bedingt, deren wichtigster wohl das beim Fehlen jeglicher Koerzitivkraft voll wirksame eigene Entmagnetisierungsfeld ist.<sup>1)</sup> Durch Aufheben dieser Entmagnetisierung durch ein schwaches äußeres Feld (welches wohl auch geringe Störungen der idealen inneren Magnetisierung im „Realkristall“ zu überwinden vermag) läßt sich aber die Richtung der „leichtesten Magnetisierbarkeit“ (nach Weiss) in Kristallen bestimmen, und diese soll nach unserer Auffassung gerade die Richtung der spontanen Magnetisierung darstellen. So ist im Eisen die (100)-Richtung, im Nickel die (111)-Richtung als die Richtung der spontanen Magnetisierung festgelegt. Die Größe der spontanen Magnetisierung  $\sigma_0$  ist (wenigstens bei genügend tiefer Temperatur) gleich der Sättigungsmagnetisierung. Ein in Richtung (100) magnetisierter Eisenkristall erreicht schon in recht kleinen Feldern (von der Größenordnung 1 Gauss, jedoch genau wegen der Entmagnetisierungskorrektur nicht bestimmbar) nahe die Sättigung  $\sigma_0$ . Wenn ein Eisenkristall in der (110)- oder (111)-Richtung magnetisiert wird, so nimmt er in kleinen Feldern (wieder  $\sim 1$  Gauss) einen Wert der Magnetisierung an, welcher der Projektion des in (100) liegenden Sättigungswertes  $\sigma_0$  auf (110) oder (111) entspricht, d. h. der Wert  $\frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_0$  bzw.  $\frac{1}{\sqrt{3}}\sigma_0$ .<sup>2)</sup> Fig. 3. Beobachtet wird also in schwachen Feldern als die „spontane Magnetisierung in einer beliebigen Kristallrichtung“ immer die Komponente der vollen spontanen Magnetisierung auf diese Richtung; nur in der Richtung der leichtesten Magnetisierbarkeit gelangt die volle spontane Magnetisierung zur Beobachtung. Die kleinen Krümmungen in Fig. 3 beim Abgehen der Magnetisierungskurve von der Anfangsgeraden sind um so schwächer, das „Knie“

1) W. Gerlach, Ztschr. f. Phys. 64. S. 502. 1930.

2) W. L. Webster, Proc. Phys. Soc. 42 (5), Nr. 235. S. 431. 1930. Bei Nickel liegen die Verhältnisse ähnlich; (111) ist die Richtung der spontanen Magnetisierung  $\sigma_0$ , also ist die Komponente der spontanen Magnetisierung in der (110)-Richtung  $\frac{2}{\sqrt{3}}\sigma_0$ , in der (100)-Richtung  $\frac{1}{\sqrt{3}}\sigma_0$ .

also ein um so schärferer Knickpunkt, je besser das Kristall-individuum innerlich ausgebildet ist.<sup>1)</sup>

Wird nun das in Richtung (110) oder (111) wirkende magnetische Feld verstärkt, so tritt eine nur sehr langsame Steigerung der Magnetisierung auf, welche erst in hohen Feldern die volle Sättigung erreicht, deren Größe sich aber experimentell wieder gleich der der spontanen Magnetisierung  $\sigma_0$

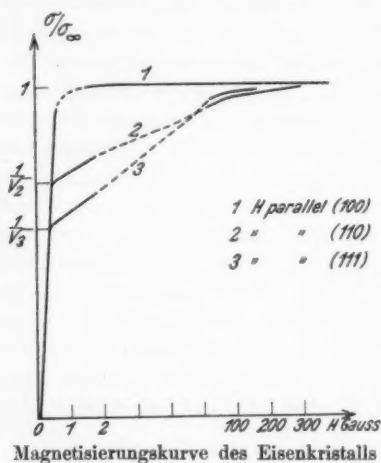


Fig. 3

in allen beliebigen Richtungen gleichen Sättigungsmagnetisierung, welche schließlich in sehr hohen Feldstärken erreicht wird. Diesen Teil der Magnetisierung können wir also mit Recht als eine Störung der im Kristall festgelegten natürlichen Ordnung der spontanen Magnetisierung bezeichnen.

#### c) Deutung der Widerstandszunahme von Eisenkristallen

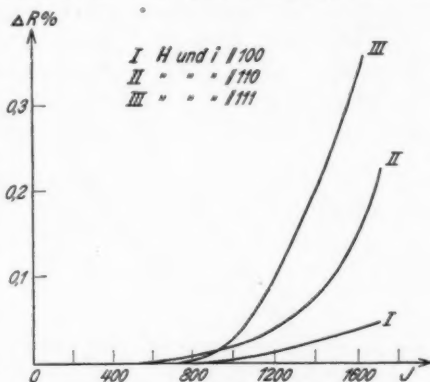
Somit haben wir die Grundlagen zur Verbindung von Magnetisierungsvorgang und Widerstandszunahme: solange das äußere Feld keine andere Wirkung ausübt, als die, welche

1) W. Gerlach, Ztschr. f. Phys. 38. S. 828. 1926. I. Mitt.; 39. S. 337. 1926. II. Mitt.; E. Dussler, Ztschr. f. Phys. 42. S. 286. 1927; E. Dussler u. W. Gerlach, Ztschr. f. Phys. 44. S. 279. 1927. III. Mitt.

ergibt. Dieser Magnetisierungsvorgang stellt also eine völlige innere Änderung der Magnetisierungsrichtung dar, indem die Elementarmomente (mechanisch ausgedrückt) durch ein Drehmoment aus ihrer natürlichen (100)-Lage in die (110), (111) — oder bei polykristallinem Material — in die beliebig orientierte äußere Feldrichtung gezwungen werden. Daß diese Umorientierung stets vollständig erfolgt, ersieht man aus der



zur Wahrnehmung der natürlichen spontanen Magnetisierung erforderlich ist, darf überhaupt keine Änderung des Widerstandes durch die Magnetisierung eintreten. So sollte bei Eisen (Fig. 4) mit einer longitudinalen Magnetisierung in der Richtung (100) keine Widerstandsänderung verbunden sein. Das ist nun in der Tat sehr angenähert das Ergebnis der Messungen von Webster<sup>1</sup>; in der (100)-Richtung ist die magnetische Widerstandszunahme im Vergleich zu anderen Richtungen sehr klein „practically no change of resistance“ (Webster). Ein solch geringer Betrag ist natürlich bei dem Vorhandensein von kristallographischen Störungen, welche sich in Kristallmagnetisierungskurven fast immer zeigen (vgl. oben auch Fig. 3), zwanglos zu verstehen.



Widerstandsänderung als Funktion der Magnetisierung  $J$  Eisenkristall (nach Webster)

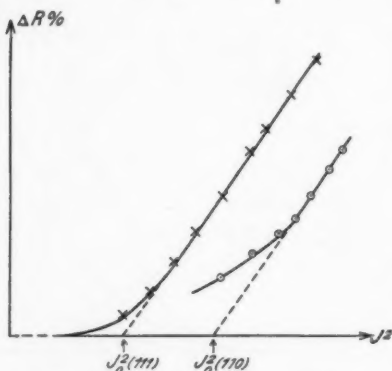
Fig. 4

Wie steht es nun in den anderen Kristallrichtungen? Nach der Deutung der Magnetisierungskurven, die in Teil b gegeben wurde, macht das äußere Feld zunächst nur die Komponente der natürlichen spontanen Magnetisierung bemerkbar. Bis zum Knickpunkt bei  $1/\sqrt{2}$  und  $1/\sqrt{3}$  (vgl. Fig. 3) dürfte also keine Widerstandsänderung eintreten.

Die Widerstandsänderung beginnt hier erst bei Magnetisierungswerten 600—800  $J$ -Einheiten (wieder nach Webster), sie nimmt bis  $\sim 1100$   $J$ -Einheiten langsam und dann be-

1) W. L. Webster, Proc. Roy. Soc. London, A 113. a. a. O., auch bei transversaler Magnetisierung in (100) fehlt offensichtlich eine mit der Magnetisierung verbundene Widerstandsänderung, dagegen findet in dieser Richtung eine große dem Feld proportionale Widerstandsabnahme statt, vgl. Webster, Proc. Roy. Soc. A 114. S. 611. 1927.

schleunigt bis zur Sättigung zu; es besteht *scheinbar* kein Zusammenhang zur Magnetisierungskurve. Ganz anders wird diese Aussage aber, wenn man  $\Delta R$  als Funktion von  $J^2$  aufträgt (Fig. 5): dann findet man im Sättigungsast Linearität mit  $J^2$  und die Extrapolation der Gerade  $\Delta R = C(J^2 - J_0^2)$  zu  $\Delta R = 0$  liefert gerade die Werte  $J_0$  für (110) und (111), welche der Komponente der natürlichen spontanen Magnetisierung auf die (110)- bzw. (111)-Richtung entsprechen. Bei Magnetisierungswerten unterhalb  $J_0$  ist die magnetische Widerstandszunahme klein und zwar von der gleichen Größenordnung wie in der 100-Richtung, also auch nur inneren Strukturfehlern der Kristalle zuzuschreiben. Man könnte sogar aus Websters Messungen schließen, daß sein Kristall in der Richtung (111) am wenigsten gestört war.



Widerstandsänderung als Funktion vom Quadrat der Magnetisierung  $J^2$

○ 110 × 111

Die Gerade stellt die Funktion

$$\Delta R = C(J^2 - J_0^2) \text{ dar}$$

Fig. 5

Die vorstehenden Kurven geben die Belege. Fig. 4 enthält Websters Messungen der Widerstandszunahme an einem Eisenkristall als Funktion der Magnetisierung, Fig. 5 als Funktion an  $J^2$ .

Zahlenmäßig ergibt sich:

Achse $\parallel \Phi$	Komponente der spontanen Magnetisierung $J_0'$	$J_0$ aus $R = C(J^2 - J_0^2)$	Konstante $C$ (relativ)
110	$\frac{1}{\sqrt{2}} 1720 = 1220$	1300	4:6
111	$\frac{1}{\sqrt{3}} 1720 = 992$	970	4:6

Es sind also in der Tat  $J_0'$  und  $J_0$  sehr nahe gleich, ferner ist die Neigung der  $[\Delta R, (J^2 - J_0^2)]$ -Geraden für die beiden Richtungen genau dieselbe, die Widerstandszunahme beruht also auf gleichen inneren energetischen Vorgängen.

Aber nicht nur die Widerstandsänderung in jeder Kristallrichtung läßt sich so deuten, sondern auch das Verhältnis der Größe der maximalen Widerstandsänderung in verschiedenen Kristallrichtungen ist nach dieser Anschauung zu berechnen: es muß nämlich proportional der magnetischen Energie sein, welche über die Komponente der Energie der spontanen Magnetisierung in der Richtung (110) und (111) geleistet werden muß, um Sättigung zu erzielen. Hiermit ergibt sich folgende Tabelle:

Achse $\parallel H$ : 100		110	111	Verhältnis
Spontane Magnetisierung .	1	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	—
Energie der spontanen Magnetisierung . . . . .	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	—
Erforderliche Energie bis zur Sättigung . . . . .	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	1 : 1 · 33
Max. Widerstandszunahme in relativen Einheiten .	0	41	56	1 : 1 · 37

Die Größe der Widerstandsänderung entspricht also in der Tat den Differenzen von der Energie der magnetischen Sättigung und der Energie der Komponente der spontanen Magnetisierung in die Feldrichtung.

Behandelt man in gleicher Weise die Messungsergebnisse von Stierstadt<sup>1)</sup>, so findet man ebenfalls die Annäherungsgerade  $\Delta R = C (\mathfrak{B}^2 - \mathfrak{B}_0^2)$ .  $\mathfrak{B}_0$  ist dann angenähert<sup>2)</sup> der Magnetisierungswert, welchen man in den  $(\mathfrak{B}, \mathfrak{H})$ -Kurven für die beiden Elektrolyteisen I (ungeglüht) und IV (geglüht und rekristallisiert) erhält, wenn man statt der Knicke in der Kristallkurve die Magnetisierung bei der stärksten Krümmung oder auch die Schnittpunkte der Tangenten an den langsamen Anstieg nach dem Knie mit der  $\mathfrak{B}$ -Achse nimmt.

1) O. Stierstadt, Ztschr. f. Phys., a. a. O.

2) Wie ich früher gezeigt habe, hat sehr reines Elektrolyteisen, vor allem in geglühtem Zustand, sehr nahe die Magnetisierungskurve von Kristallen.

Probe	$\mathfrak{B}$ f. max. Krümmung	$\mathfrak{B}$ f. extrapol. Tangente	$\mathfrak{B}_0$ aus $\Delta R = C(\mathfrak{B}^2 - \mathfrak{B}_0^2)$
I	15 800	15 600	15 800
IV	17 200	17 000	17 350

Zu den anderen Kurven für  $\Delta R$  sind die  $\mathfrak{B}$ -Kurven nicht angegeben.

Daß sich eine „Magnetisierung“ also ganz generell aus zwei Teilen zusammensetzt, sieht man an der longitudinalen magnetischen Widerstandsänderung: so lange das äußere Feld nur dazu dient, die an sich vorhandene spontane Magnetisierung (bzw. ihre in die Feldrichtung fallende Komponente) bemerkbar zu machen, tritt überhaupt<sup>1)</sup> keine Widerstandsänderung ein; es ist ja auch kein Grund für eine solche einzusehen, wenn an der inneren Orientierung nichts geändert wird. Wenn das äußere Feld aber die Richtung der spontanen Magnetisierung ändert, also eine ihrer Komponente  $J_0$  in die Feldrichtung übersteigende Magnetisierung  $J$  erzeugt, so tritt eine zu  $(J^2 - J_0^2)$  proportionale Widerstandszunahme ein. Denn hierbei erfolgt eine Umorientierung, ihr entspricht eine Änderung der inneren Energie, und diese kommt in der Widerstandszunahme zur Geltung. Bei Eisenkristallen wird diese Trennung rein beobachtet.

Sie kommt aber auch bei beliebigem Material zum Ausdruck. Wenn eine Magnetisierungskurve steil ansteigt („magnetisch weiches Material“), so erfolgt im ersten Teil dieses Anstiegs größtenteils die Parallelrichtung der spontanen Magnetisierung in der Richtung der leichtesten Magnetisierbarkeit („Anfangsmagnetisierung“). In diesem Bereich ist die Widerstandsänderung klein. Steigt die  $J$ -,  $H$ -Kurve aber langsam an („magnetisch hartes Eisen“), so überlagert sich über diese eigentliche Anfangsmagnetisierung infolge des stärkeren Feldes schon ein Teil des Magnetisierungsvorganges, welcher die spontane Magnetisierung aus ihrer kristallographischen Normalrichtung in die Feldrichtung umdreht. Es wird also schon

1) Wir lassen die Frage offen, ob die allen nicht ferromagnetischen Elektronenleitern eigene magnetische Widerstandsänderung auch bei Ferromagnetika auftritt; sie ist im allgemeinen kleiner als die hier betrachtete Widerstandsänderung.

bei  
Wert  
in j  
Magn  
spont

größ  
noch  
ment  
abhän  
denn  
paral  
der G  
tanem

Magn  
aus  
an s  
ist di  
Hypo

tische  
weser  
Desse  
der m  
Ferro  
Nach  
magn  
das  
Magn  
also  
Mißv  
schen  
liefer

S. 585

Sättig  
gerade  
S. 358

bei kleinen  $J$ -Werten die Widerstandszunahme merkliche Werte zunehmen. Die Funktion  $\Delta R = C(J^2 - J_0^2)$  mißt aber in jedem Fall für jede Temperatur den Teil der spontanen Magnetisierung, welcher als Komponente der natürlichen spontanen Magnetisierung in der Feldrichtung vorhanden ist.

Dieser Schluß, daß die hier eingeführte Magnetisierungsgröße  $J_0$  durch die spontane Magnetisierung gegeben ist, wird noch besonders gestützt durch das Ergebnis unserer Experimente (vgl. Fig. 1), daß die Größe  $J_0^2$  die gleiche Temperaturabhängigkeit hat wie das Quadrat der Sättigungsmagnetisierung; denn die Geraden  $\Delta R = C(J^2 - J_0^2)$  sind bei allen Temperaturen parallel. Die Sättigungsmagnetisierung ist aber bis zur Grenze der Gültigkeit unserer Beziehung bei  $\sim 300^\circ\text{C}$  gleich der spontanen Magnetisierung.

*Daß also die Widerstandszunahme mit dem Teil der Magnetisierungsvorgänge zusammenhängt, in welchen die Momente aus der Richtung der spontanen Magnetisierung in eine ihnen an sich nicht zukommende Richtung im Kristall gedreht werden, ist die auf Grund des vorliegenden Materials hier vorgeschlagene Hypothese.*

Diese Deutung für die Widerstandszunahme ferromagnetischer Metalle im longitudinalen Feld unterscheidet sich wesentlich von der kürzlich durch O. Stierstadt<sup>1)</sup> gegebenen. Dessen Ansicht, daß die Sommerfeld-Franksche Theorie der magnetischen Widerstandsänderung von Metallen auch für Ferromagnetika gilt, kann nicht unwidersprochen bleiben. Nach allem was man über die inneren Vorgänge in ferromagnetischen Metallen weiß, lassen sie sich gerade *nicht* durch das äußere Feld beschreiben, sondern nur als Funktion der Magnetisierung oder besser des Quadrats der Magnetisierung, also der Energie. Offensichtlich ist Hr. Stierstadt einem Mißverständnis zum Opfer gefallen: daß nämlich die Kapitza'schen Messungen an Gold die Frankschen Sättigungskurven liefern.<sup>2)</sup> Gerade das Gegenteil ist der Fall, wie ein Blick

1) Vgl. O. Stierstadt, Ztschr. f. Phys. 65. S. 575. 1930, speziell S. 585.

2) In der Abhandlung von Frank ist in Fig. 1 die theoretische Sättigungskurve gezeichnet, die Meßpunkte liegen auch hier nur auf den geraden Stücken. Vgl. P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. London A 119. S. 358. 1928 insbesondere 123. S. 292. 1929.

auf Kapitza's Kurven zeigt. Man kann sogar berechnen, worauf mich Hr. Kapitza persönlich aufmerksam machte, daß die Franksche Formel für Aluminium schon in den Feldbereichen einen erheblichen Übergang in den Sättigungsast der Widerstandsänderung zeigt, in welchen die von Kapitza gemessenen  $\Delta R$ -Werte noch streng dem Feld proportional sind.

#### Zusammenfassung

1. Die longitudinale magnetische Widerstandszunahme ferromagnetischer Körper bei konstanter Temperatur, bei verschiedenen Temperaturen, und nach vorhergegangener Magnetisierung läßt sich stets durch eine das Quadrat der Magnetisierung enthaltende Funktion darstellen.

2. Der Idealfall liegt in der Widerstandsänderung von Eiseneinkristallen vor.

3. Es wird die Hypothese entwickelt und begründet, daß die Widerstandszunahme erst oberhalb einer kritischen Magnetisierung  $J_0$  beginnt, welche die Komponente der natürlichen spontanen Magnetisierung in die Feldrichtung darstellt.

Die experimentellen Untersuchungen wurden wiederholt von der Notgemeinschaft und dem Elektrophysikausschuß der Notgemeinschaft unterstützt, wofür ich erneut ergebenst danke.

München, Physikalisches Institut der Universität,  
Dezember 1930.

(Eingegangen 15. Dezember 1930)

***Neue Ergebnisse der Messung von Dielektrizitätskonstanten wäßriger Elektrolytlösungen mit der Fürthschen Ellipsoidmethode***

***Von O. Milicka und A. Slama***

(Aus dem Institut für theoretische Physik der deutschen Universität in Prag)

(Mit 23 Figuren)

§ 1

Im folgenden soll über die Resultate einer Untersuchung der Dielektrizitätskonstanten (DEK) von wäßrigen Lösungen starker Elektrolyte mittels der Ellipsoidmethode berichtet werden, die in Fortsetzung früherer Untersuchungen über diesen Gegenstand in den letzten vier Jahren von uns durchgeführt worden ist.<sup>1)</sup>

Die als „Ellipsoidmethode“ gekennzeichnete Kraftwirkungsmethode zur Messung der DEK gut leitender Flüssigkeiten wurde von Fürth<sup>2)</sup> angegeben. Sie beruht auf der Messung des Winkels, um den ein zwischen den vertikalen Platten eines mit der zu untersuchenden Flüssigkeit gefüllten Kondensators an einem dünnen Faden hängender Ellipsoidkörper aus einem leitenden Material aus seiner Ruhelage abgelenkt wird, wenn man an die Platten ein elektrisches Feld anlegt.

Die ersten provisorischen Messungen an Elektrolytlösungen nach dieser Methode wurden von Fürth selbst<sup>3)</sup> angestellt und erwiesen die prinzipielle Brauchbarkeit der Methode. Es gelang hier zum ersten Male, nachzuweisen, daß die DEK einer Elektrolytlösung (NaCl in Wasser) mit wachsender Konzen-

1) Sie stellen den wesentlichen Inhalt unserer bei Prof. R. Fürth an der deutschen Universität in Prag ausgeführten Doktordissertationen dar.

2) R. Fürth, *Ztschr. f. Phys.* **22**, S. 98. 1924. Ein in dieser Arbeit enthaltener Rechenfehler wurde später *Ztschr. f. Phys.* **44**, S. 256. 1927 richtiggestellt.

3) R. Fürth, *Phys. Ztschr.* **25**, S. 676. 1924.



tration bis zu einem Minimum abnimmt und bei weiterer Vergrößerung der Konzentration dauernd ansteigt. Eine ferner beobachtete scheinbare Abhängigkeit von der an die Platten angelegten Spannung beruht, wie später Pechhold<sup>1)</sup> zeigen konnte, auf einer elektrolytischen Polarisation an dem verwendeten Nickellellipsoid und ist daher nicht reell.

Diese Methode wurde von R. Pechhold<sup>1)</sup> ausgebaut und verfeinert und zur Messung der DEK einer Reihe von wäßrigen Lösungen starker Elektrolyte benützt. Die Abhängigkeit der DEK von der Konzentration erwies sich in allen untersuchten Fällen von der gleichen, oben beschriebenen Art: Abnahme der DEK mit wachsender Konzentration bis zu einem Minimum in der Gegend von  $5 \cdot 10^{-3}$  normal und hierauf Anwachsen bis zu größeren Werten, als die DEK des reinen Wassers. Die Messungen konnten bis zu Leitfähigkeiten von etwa  $4 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$  ausgedehnt werden. Durch die Verwendung von gut mit Pt-Schwarz überzogenem Platin als Material für das Ellipsoid und die Platten konnte, obzwar nur mit 50-periodischem Wechselstrom gearbeitet wurde, elektrolytische Polarisation als Fehlerquelle mit Sicherheit ausgeschaltet werden, was sich an der Unabhängigkeit der erhaltenen Werte von der angelegten Spannung und an der Konstanz des Nullpunktes zeigte.

Die Pechholdschen Messungen wurden als Relativmessungen ausgeführt, indem alle DEK auf die des Wassers bezogen und diese selbst als bekannt angesetzt worden war. Die Ellipsoidmethode bietet jedoch auch die Möglichkeit, die DEK absolut aus den gemessenen Ausschlägen der angelegten Spannung und den Dimensionen der Apparatur zu bestimmen. Fürth<sup>2)</sup> konnte so zeigen, daß die Pechholdschen Messungen auch absolut zu richtigen Werten für die DEK des Wassers führen.

Die Fortführung dieser Untersuchungen erschien in mehrfacher Hinsicht wünschenswert. In den letzten Jahren wurde das Problem der Messung der DEK von Elektrolytlösungen von zahlreichen Stellen aufgenommen und seine Lösung mit den mannigfachsten Methoden versucht.<sup>3)</sup> Sonderbarerweise

1) R. Pechhold, *Ann. d. Phys.* **83**, S. 427. 1927.

2) R. Fürth, *Ztschr. f. Phys.* **44**, S. 256. 1927.

3) Vgl. die Literaturübersicht in § 5.



stimmen die so erhaltenen Resultate untereinander so gut wie gar nicht überein. Der Grund für diese mangelnde Übereinstimmung muß offenbar in prinzipiellen, systematischen Fehlern liegen, die verschiedenen der verwendeten Methoden anhaften. Daraus ergab sich die Forderung, auch die von uns benützte Ellipsoidmethode nochmals durch eine eigene Untersuchung auf eventuelle systematische Fehler zu prüfen. Es erschien ferner wünschenswert, durch eine geeignete Modifikation der Anordnung den Meßbereich derselben zu vergrößern, um so bis zu höheren Leitfähigkeiten, also konzentrierteren Lösungen vordringen zu können.

Aus dem folgenden mag hier vorweggenommen werden, daß es uns tatsächlich gelungen ist, die Einwandfreiheit der Methode zu beweisen, so daß man in ihr unter allen Methoden wohl das bequemste und über den größten Konzentrationsbereich brauchbare Hilfsmittel zur Untersuchung der DEK von Elektrolytlösungen vor sich hat. Damit ergab sich naturgemäß die weitere Aufgabe, eine möglichst große Zahl von Elektrolyten durchzumessen und so das Problem der Erforschung der Konstitution der Elektrolyte einer weiteren Klärung zuzuführen, da ja bekanntlich die Kenntnis der DEK und ihrer Konzentrationsabhängigkeit ein besonders wirksames Mittel zur Erforschung molekularer Konstitutionen darstellt, das in neuerer Zeit sehr vielfach angewendet wird.<sup>1)</sup>

## § 2

Gegen die Ellipsoidmethode ist von H. Zahn<sup>2)</sup> der Einwand erhoben worden, daß die mit ihr bei Verwendung der verhältnismäßig niedrigen Frequenz von 50 Perioden pro Sekunde erhaltenen Resultate durch elektrolytische Polarisierung verfälscht sein könnten. Er hat, um das zu zeigen, eigene Versuche angestellt und gefunden, daß selbst an gut platiniierten Platinblechen als Elektroden in Elektrolytlösungen bei Anwendung von Wechselstrom von 50 Perioden pro Sekunde nach Ausschalten des Stromes Polarisierungsspannungen von einigen Hundertel bis Zehntel Volt übrigbleiben, deren Größe von der

1) Vgl. u. a. P. Debye, *Polare Molekeln*, Leipzig 1929.

2) H. Zahn, *Phys. Ztschr.* 28. S. 916. 1927. Vgl. auch H. Hellmann u. H. Zahn, *Ann. d. Phys.* 86. S. 687. 1928.

verwendeten Stromstärke und der Leitfähigkeit der Lösung abhängen. Er glaubt demnach, daß die Ellipsoidmethode erst bei viel höheren Frequenzen einwandfreie Resultate liefern kann.

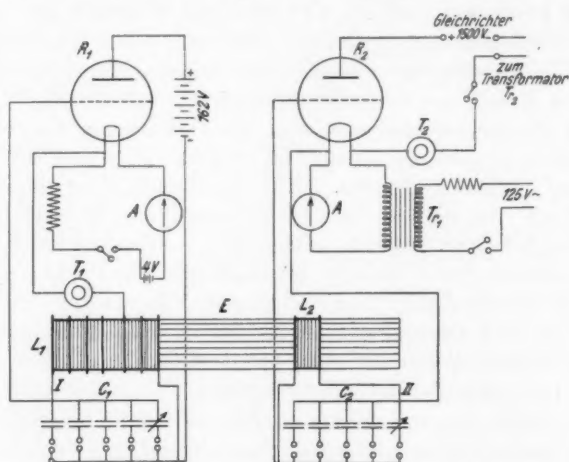
Gegen diesen Einwand kann man den eingangs erwähnten Befund von Pechhold<sup>1)</sup> ins Treffen führen. Würden nämlich die von Zahn nachgewiesenen Polarisationsspannungen auf die Resultate einen merklichen Einfluß ausüben, dann müßten die gemessenen DEK eine scheinbare Abhängigkeit von der an die Platten gelegten Spannung aufweisen, da ja mit höherer Spannung auch die Stromstärke im Kondensator zunimmt. Ferner müßten diese restierenden Spannungen am Ellipsoid nach Abschaltung der Wechselspannung von den Platten und Kurzschließen der letzteren ein Kriechen des Nullpunktes bewirken. Pechhold konnte jedoch zeigen, daß diese Effekte vollkommen ausblieben, wenn mit der Lösung nur platinisiertes Platin in Berührung kam, während sie bei Nichtbeachtung dieser Vorsichtsmaßregel sofort auftraten. Aus der Theorie läßt sich schließlich auch leicht überschlagsmäßig berechnen, daß Polarisationsspannungen der von Zahn nachgewiesenen Größenordnung, die sich auch aus der Theorie von M. Wien<sup>2)</sup> voraussagen lassen, auf die Meßresultate keinen merklichen Einfluß haben können. Im übrigen wäre es kaum zu verstehen, wieso ein durch Polarisation herbeigeführter systematischer Fehler die beobachtete Abhängigkeit von der Konzentration (mit einem Minimum) zur Folge haben sollte.

Um nun aber diesen Angriffspunkt gegen jeden Zweifel zu sichern, wurde von uns in einer eigenen Versuchsreihe die Frequenz des verwendeten Wechselstromes innerhalb weiter Grenzen variiert, um einen eventuellen Einfluß der Frequenz auf die Ausschläge nachzuweisen. Dieser müßte jedenfalls auftreten, wenn die Polarisation bei 50 Per./sec sich noch bemerkbar machen würde, da sie mit steigender Frequenz sicherlich abnehmen und bei einigen Hundert Schwingungen pro Sekunde, wie man aus den Leitfähigkeitsuntersuchungen mit der Kohlrauschmethode weiß, verschwinden muß.

1) R. Pechhold, a. a. O., S. 438 ff.; vgl. ferner die Diskussionsbemerkungen von R. Fürth, zu dem Vortrag von H. Zahn, *Phys. Ztschr.* 28. S. 918. 1927.

2) M. Wien, *Wied. Ann.* 58. S. 37. 1896.

Zur Erzeugung des Wechselstromes mit variabler Frequenz im Bereiche der hörbaren Tonschwingungen wurde ein Glühkathodengenerator mit Fremderregung gebaut, dessen Schaltung aus der folgenden Fig. 1 hervorgeht. Als Schwingungserreger diente die Glühkathodenröhre  $R_1$ , B 406 von Philips, in Verbindung mit einem Schwingungskreis mit der Selbstinduktion  $L_1$  und der Kapazität  $C_1$  in der bekannten, sogenannten „Dreipunktschaltung“.  $L_1$  bestand aus einem aus weichen Eisendrähten hergestellten zylindrischen Kern von



Schaltschema des Tonfrequenzgenerators

Fig. 1

80 cm Länge und 10 cm Durchmesser und einer in 6 Abschnitten gewickelten Spule von 20 cm Länge mit 2500 Windungen von 0,3 mm starkem Kupferdraht. Die Kapazität  $C_1$  konnte zwischen  $1 \mu\text{F}$  und einigen 100 cm kontinuierlich durch entsprechende Stöpselung von Blockkondensatoren und Betätigung eines Drehkondensators verändert werden. Durch entsprechende Veränderung von  $C_1$  und von  $L_1$  (durch Verschiebung der Spule über dem Ende des Eisenkernes) konnte die so erzeugte Frequenz im Tonbereich in weiten Grenzen verändert werden. Die Kontrolle der Frequenz erfolgte mit

Hilfe des in den Anodenstromkreis eingeschalteten Telephones  $T_1$ .

Als eigentlicher Schwingungsgenerator diente die Röhre  $R_2$ , eine Glühkathodensenderöhre Z III von Philips, die mit Wechselstrom von 50 Per./sec aus dem Lichtleitungsnetz über einen Transformator  $Tr_1$  geheizt wurde. Die Anodenspannung von 1500 Volt wurde einer Glühkathodengleichrichteranlage entnommen.<sup>1)</sup> Zwischen Gitter und Kathode dieser Röhre war ein Schwingungskreis geschaltet, dessen Kapazität  $C_2$  genau so eingerichtet war, wie  $C_1$  und dieselben Abmessungen hatte. Die Selbstinduktion  $L_2$  bestand aus einer 5 cm langen Spule mit 500 Windungen, die auf dem anderen Ende des Eisenkernes  $E$  saß, der demnach gleichzeitig die Rolle des induktiven Kopplungselementes spielte. Durch Variieren der Distanz zwischen  $L_1$  und  $L_2$  konnte die Stärke der Kopplung nach Bedarf geändert werden. Zur Erzielung einer möglichst kräftigen Schwingung im Anodenkreis von  $R_2$  wurden die beiden Schwingungskreise miteinander in Resonanz gebracht, die man an dem Eintreten der maximalen Tonstärke eines in diesen Anodenkreis eingeschalteten Telephones  $T_2$  erkannte. Die übrigen Bestandteile der Schaltung sind wohl aus der Fig. 1 ohne nähere Erklärung verständlich.

Die erzeugte elektrische Schwingung von großer Spannungs- und kleiner Stromamplitude mußte nun noch, um dem entsprechenden Zweck zu dienen, einerseits auf kleine Spannungs- und große Stromamplitude transformiert und andererseits von dem überlagerten Gleichstrom befreit werden. Dies geschah durch den in Fig. 3 angedeuteten Transformator  $Tr_2$  mit geschlossenem, rechteckigem Eisenkern aus Dynamoblech, dessen Primärspule mit 2500 Windungen in den Anodenstromkreis von  $R_2$  eingeschaltet war, und von dessen Sekundärspule mit 250 Windungen die an die Kondensatorplatten anzulegende Spannung abgenommen werden konnte. Die maximale, so erzielte Spannung betrug 30 Volt, die maximale Stromstärke 0,175 Amp., die erzielte Nutzleistung demnach etwa 5 Watt.

1) Eine kurze Beschreibung dieser, zu einem anderen Zweck gebauten Gleichrichteranlage findet man bei F. Polednik, Ztschr. f. Phys. 66. S. 619. 1930.

Ergeb

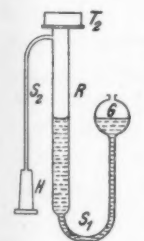
Weise  
dem  
mit d  
an se  
Teil  
Senke  
stehen  
durch  
einst  
der T  
kannt



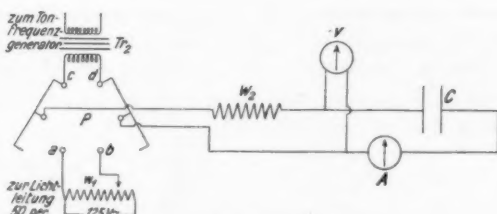
Aku  
Freque  
F

Z  
quenz  
metho  
Einric  
an di  
Wech  
Spann  
richtu  
der P  
sators  
leitun  
einma  
der S  
Zur

Die Messung der erzeugten Frequenz erfolgte in einfacher Weise mit dem in Fig. 2 abgebildeten Apparat, bestehend aus dem Telephon  $T_2$ , dem Glasrohr  $R$ , das durch den Schlauch  $S_1$  mit dem Gefäß  $G$  kommunizierte, dem Schlauch  $S_2$  und dem an seinem Ende befestigten Hörrohr  $H$ .  $G$  und  $R$  waren zum Teil mit Wasser gefüllt. Durch entsprechendes Heben und Senken von  $G$  wurde der vom Telephon erzeugte Ton mit der stehenden Schwingung in  $R$  zur Resonanz gebracht, die sich durch das Maximum der Tonstärke in  $H$  mit großer Schärfe einstellen ließ, und die Länge der schwingenden Luftsäule an der Teilung von  $R$  abgelesen. Hieraus läßt sich dann in bekannter Weise die Frequenz berechnen.



Akustischer  
Frequenzmesser  
Fig. 2



Schaltschema der Meßapparatur  
Fig. 3

Zur Untersuchung eines eventuellen Einflusses der Frequenz des Wechselstromes auf die Resultate mit der Ellipsoidmethode im Bereich der hörbaren Tonfrequenzen wurde eine Einrichtung getroffen, mit der man unmittelbar nacheinander an die Platten der Ellipsoidapparatur einmal eine gewisse Wechselspannung von 50 Per./sec und einmal eine gleich große Spannung von höherer Frequenz anlegen konnte. Die Einrichtung ist aus dem Schaltschema Fig. 3 ersichtlich. Mittels der Pohlschen Wippe  $P$  konnte an die Platten des Kondensators  $C$  einmal die 50 periodige Wechselspannung des Lichtleitungsnetzes über einen Potentiometerwiderstand  $W_1$  und einmal die vom Tongenerator erzeugte Wechselspannung aus der Sekundärspule des Transformators  $Tr_2$  angelegt werden. Zur Regulierung der Spannung diente der Widerstand  $W_2$ ,

zu ihrer Messung das Hitzdrahtvoltmeter  $V$  mit einem Meßbereich von 30 Volt. Die Stromstärke konnte mit dem Hitzbandampèremeter  $A$  mit einem Meßbereich von 4 Amp. gemessen werden. Durch entsprechende Einstellung der Widerstände wurden vor jeder Messung zunächst die beiden Wechselspannungen abgeglichen und dann durch Betätigung der Wippe einmal die eine und einmal die andere Spannung an  $C$  angelegt.

Die Messungen wurden an NaCl-Lösungen mit der von R. Pechhold beschriebenen Originalapparatur<sup>1)</sup> ausgeführt und zwar an drei Konzentrationen: 0,15, 0,35 und 0,45 Promille. Die letzte Konzentration ist jene, bei der nach den Messungen von Pechhold das Minimum der DEK auftritt. Die Spannung

Tabelle 1

$\nu$ Per./sec	V in Volt	Ausschlag in Skt.		Differenz
		bei 50 Per./sec	bei $\nu$ Per./sec	
NaCl 0,15 ‰				
277	10	14,78	14,73	+0,05
	16	11,02	10,92	+0,10
664	10	25,20	25,26	-0,06
	15	23,22	23,20	+0,02
830	20	18,42	18,54	+0,12
	25	14,54	14,58	-0,04
	10	22,96	22,85	+0,11
	15	21,30	21,34	-0,04
1185	20	19,60	19,52	+0,08
	10	15,16	15,07	+0,09
	16	10,44	10,44	0,00
2212	10	15,00	15,08	-0,08
	15	11,92	11,86	+0,06
NaCl 0,35 ‰				
664	10	18,90	18,80	+0,10
830	10	16,36	16,44	-0,08
	15	20,68	20,86	-0,13
1185	10	20,06	20,09	-0,03
	15	15,20	15,33	-0,13
NaCl 0,45 ‰				
277	10	17,94	17,92	+0,02
664	10	17,90	18,04	-0,14
	15	14,00	14,29	-0,29
830	10	16,60	16,86	-0,26

1) R. Pechhold, a. a. O. S. 432 ff.

wurde zwischen 10 und 25 Volt, die Frequenz zwischen 50 und 2212 Per. pro Sekunde variiert.

Die Meßresultate sind in der vorstehenden Tab. 1 zusammengestellt. Die erste Spalte enthält die vom Generator gelieferte Tonfrequenz  $\nu$ ; die zweite Spalte die effektive, am Voltmeter abgelesene Spannung, die dritte Spalte den Ausschlag des Ellipsoids in Skalenteilen beim Anlegen des 50 periodigen und die vierte Spalte den unmittelbar danach abgelesenen Ausschlag beim Anlegen der mit der Frequenz  $\nu$  schwingenden Wechselspannung, gemessen von einem willkürlichen Nullpunkt, die fünfte Spalte schließlich enthält die Differenz der beiden letzteren Werte. Man sieht, daß die Zahlen der letzten Spalte ganz unregelmäßig zwischen positiven und negativen Werten schwanken, die innerhalb der Meßgenauigkeit der Methode liegen. Hiermit ist also gezeigt, daß innerhalb des untersuchten Frequenzintervalles ein Einfluß der Frequenz auf die Ausschläge des Ellipsoids nicht besteht und daß daher eine systematische Verfälschung der Messungen mit 50 periodigem Wechselstrom infolge elektrolytischer Polarisaton auf keinen Fall vorliegen kann.

### § 3

Ein zweiter Einwand, der sich gegen die von uns verwendete Methode erheben läßt, beruht auf der starken Wärmeentwicklung in der zu untersuchenden Flüssigkeit infolge der großen Stromstärke bei Verwendung größerer Konzentrationen. Die hierdurch bewirkten Konvektionsströmungen in der Flüssigkeit machen sich durch starke Schwankungen des Ausschlages bemerkbar, die schließlich so groß werden, daß eine Messung nicht mehr möglich ist. Es wäre nicht undenkbar, daß sich die Konvektionsströmung nicht nur in dieser unregelmäßigen Weise als unsystematische Störung bei sehr großen Konzentrationen, sondern auch noch in regelmäßiger Weise durch eine systematische Störung schon bei kleinen Konzentrationen bemerkbar machen könnte. Dies würde eine systematische, mit steigender Konzentration regelmäßig zunehmende Verfälschung der Resultate bedingen.<sup>1)</sup>

1) Auf diese mögliche Fehlerquelle und auf ihre Vermeidung durch die Verwendung der ballistischen Methode sind wir von Hrn. W. Orthmann, Berlin, freundlichst hingewiesen worden.



Gegen dieses Bedenken kann man zunächst einwenden, daß es nicht einzusehen ist, wieso eine solche regelmäßige Konvektionsströmung trotz der Symmetrie der ganzen Anordnung stets bestrebt sein sollte, das Ellipsoid in eine ganz bestimmte Richtung, nämlich in die Richtung der Kraftlinien, zu drehen, so lange die Konzentration nicht zu groß ist und senkrecht hierzu, wenn die Konzentration über einen bestimmten Wert gewachsen ist. Nichtsdestoweniger wurde, um auch diesem Einwand die Spitze bieten zu können, eine eigene Untersuchung angestellt.

Da die durch den Strom in der Flüssigkeit entwickelte Wärmemenge mit der Dauer des Stromschlusses ansteigt und damit auch die Störungen durch Konvektionsströmung wachsen, wurde sowohl bei den Messungen von Pechhold als auch bei den oben beschriebenen Messungen darauf geachtet, die Spannung stets nur so kurze Zeit an die Platten anzulegen, als zur Erzielung eines konstanten Ausschlages unbedingt erforderlich war (in der Regel etwa 30 Sekunden). Es liegt nahe, zum Zwecke der radikalen Beseitigung dieser Störungen die Dauer des Stromschlusses noch wesentlich kürzer zu machen und so von der bisher verwendeten statischen Methode zu einer ballistischen überzugehen.

In der Tat läßt sich der Meßvorgang, der bei Benutzung der statischen Methode eingehalten wird, unmittelbar auf die ballistische Methode übertragen, wenn man die Dauer des Stromstoßes immer gleich groß wählt und statt der konstanten statischen Ablenkungen des Ellipsoids die ersten Ausschläge registriert, die offenbar, ebenso wie die ersteren den auf den Ellipsoidkörper wirkenden Drehmomenten durch das elektrische Feld proportional sind, wenn die innere Reibung der zu untersuchenden Flüssigkeit gleich groß ist. Diese letzte Forderung aber ist sicher mit hinreichender Genauigkeit erfüllt, wenn man sich auf so verdünnte Elektrolytlösungen beschränkt, wie wir es getan haben.

Mißt man auf diese Weise einmal den ersten Ausschlag in Wasser  $s_0$  und einmal in der betreffenden Lösung  $s$  bei den angelegten Spannungen  $v_0$  bzw.  $v$ , dann ergibt sich für das Verhältnis der DEK  $\varepsilon$  der Lösung zu der des Wassers  $\varepsilon_0$  die von Pechhold verwendete Formel<sup>1)</sup>

1) R. Pechhold, a. a. O. S. 437.

(1)

worin

(2)

Z

lichen

strom

appar

stehen

das ei

nute

tätig

kunde

U

und

Meß

solche

bei d

Gegen

Kurve

unter

einsti

inner

mit i

gegen

Streu

gerin

daß

sich

Konv

Meth

also

Lösun

4,10

schlä

stant



$$(1) \quad \frac{\eta}{\epsilon_0} = \frac{\xi}{\xi_0},$$

worin zur Abkürzung gesetzt ist

$$(2) \quad \xi = \frac{s}{v^2}, \quad \xi_0 = \frac{s_0}{v_0^2}.$$

Zur Erzielung der für die ballistische Messung erforderlichen Stromstöße konstanter Dauer wurde in die Wechselstromzuführung zu den Platten der Pechholdschen Originalapparatur eine einfache Kontaktvorrichtung eingeschaltet, bestehend aus einem Federuhrwerk mit Zentrifugalregulator, durch das eine Kontaktscheibe mit etwa zwei Umdrehungen pro Minute angetrieben wurde, die bei jeder Umdrehung durch Betätigung eines Schleifkontaktes einen Stromschluß von 0,6 Sekunden bewirkte.

Um nun zu prüfen, ob zwischen den mit der statischen und der oben beschriebenen ballistischen Methode erzielten Meßresultaten Übereinstimmung besteht oder nicht, wurden solche Messungen parallel an einer großen Zahl von Lösungen bei den verschiedensten Konzentrationen durchgeführt. Die Gegenüberstellung dieser Resultate gemäß den Tabellen und Kurven des folgenden Paragraphen läßt erkennen, daß in allen untersuchten Fällen beide Meßreihen stets ausgezeichnet übereinstimmen, also eine systematische Abweichung zwischen ihnen innerhalb der Fehlergrenzen der Methode nicht besteht. Damit ist der zu Eingang dieses Paragraphen erhobene Einwand gegen die Ellipsoidmethode sicherlich entkräftet.

Die Betrachtung der Kurvenbilder zeigt ferner, daß die Streuung der Meßpunkte der ballistischen Methode wesentlich geringer ist, als die der statischen Methode. Man sieht daraus, daß die oben an die ballistische Methode geknüpfte Erwartung sich erfüllt, indem bei ihr die zufälligen Störungen durch die Konvektionsströmung der Flüssigkeit gegenüber der statischen Methode stark reduziert sind.

Dies zeigt sich besonders bei den hohen Konzentrationen, also den großen Leitfähigkeiten. Während Pechhold an NaCl-Lösungen seine Messungen nicht über eine Leitfähigkeit von  $4,10^{-3} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$  ausdehnen konnte, da hier schon die Ausschläge wegen der erwähnten Störungen nicht genügend konstant gehalten werden konnten, gelang es uns mit der ballisti-

schen Methode noch eine NaCl-Lösung von der Leitfähigkeit  $6,10^{-3}$  mit derselben Genauigkeit zu messen, wie eine ganz verdünnte Lösung. Die Grenze der Brauchbarkeit der Methode dürfte also sicherlich höher liegen als  $10^{-2} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ .

## § 4

Nachdem auf Grund der in den Paragraphen 2 und 3 beschriebenen Versuche sichergestellt wurde, daß sowohl die statischen, als auch die ballistischen Messungen mit der Ellipsoidmethode einwandfreie Werte für die DEK der Elektrolytlösungen liefern, wurde eine größere Anzahl von Lösungen auf die Abhängigkeit ihrer DEK von der Konzentration untersucht.

Als Apparatur diente, wie bereits oben erwähnt wurde, die von R. Pechhold a. a. O.<sup>1)</sup> genau beschriebene Anordnung, die mit 50 periodigem Wechselstrom betrieben wurde. Da die Messungen von Pechhold gezeigt hatten, daß die DEK der Elektrolytlösungen von der Temperatur recht stark abhängt, wurde auf genaue Definition der Temperatur besonders geachtet. An Stelle der von Pechhold verwendeten Kühlung des Kondensatorgefäßes durch ein Wasserbad mit stehendem Wasser wurde eine solche durch strömendes Wasser verwendet, um die im Kondensatorgefäß entwickelte Stromwärme rascher nach außen abzuführen. Bei den statischen Messungen wurde mit möglichst kurz dauerndem Stromschluß, in der Regel 30 Sekunden gearbeitet, bei den ballistischen Messungen mit einem Stromschluß von 0,6 Sekunden. Dadurch gelang es, innerhalb einer Meßreihe die Temperatur innerhalb weniger Zehntelgrade konstant zu halten. Die Temperatur wurde im Verlaufe einer solchen Meßreihe zwei bis dreimal abgelesen.

Im übrigen entsprach der Meßvorgang vollkommen dem von Pechhold eingehaltenen und von ihm beschriebenen. Für jede Konzentration wurde eine statische und eine ballistische Meßreihe durchgeführt. Jede Meßreihe setzt sich aus Messungen bei verschiedenen Spannungen, und zwar bei 10, 15, 20, 25, 30 Volt mit der statischen und bei 20, 25, 30 Volt mit der ballistischen Methode zusammen. Bei jeder Spannung wiederum wurden fünf Messungen des Ausschlages und abwechselnd damit fünf Messungen der Nullage vorgenommen,

1) R. Pechhold, a. a. O. S. 432 ff.

V	
r in Volt	Nullpunkt
10	26,
	26,
	26,
	26,
	26,
15	26,
	26,
	26,
	26,
	26,
20	26,
	26,
	26,
	26,
	26,
25	26,
	26,
	26,
	26,
	26,
30	26,
	26,
	26,
	26,
	26,

indem die Spannung von den Platten abgeschaltet und die letzteren kurz geschlossen wurden. Aus den durch Subtraktion erhaltenen fünf Differenzen wurde das Mittel  $s$  genommen und hieraus nach (2) das zugehörige  $\xi$  berechnet. Aus allen

Tabelle 2

Phosphorsäure  $H_3PO_4$ : 0,15 Promille, statisch gemessen  
Wasser;  $T = 20,4^\circ C$   $H_3PO_4$ :  $T = 21,0^\circ C$

$v$ in Volt	Null-Pkt.	Ausschl.-Pkt.	Ausschl. $s_0$ Skt.	$\xi_0$	$v$ in Volt	Null-Pkt.	Ausschl.-Pkt.	Ausschl. $s$ Skt.	$\xi$
		Skt.					Skt.		
10	26,50	24,00	2,50	2,46	10	26,50	24,10	2,40	2,30
	26,80	24,40	2,40			26,60	24,30	2,30	
	26,90	24,50	2,40			26,50	24,30	2,20	
	26,70	24,20	2,50			26,40	24,10	2,30	
	26,50	24,00	2,50			26,40	24,10	2,30	
		Mittel:	2,46				Mittel:	2,30	
15	26,60	21,00	5,60	2,47	15	26,40	21,30	5,10	2,32
	26,50	21,00	5,50			26,60	21,40	5,20	
	26,30	20,70	5,60			26,50	21,20	5,30	
	26,40	20,80	5,60			26,60	21,40	5,20	
	26,50	21,00	5,50			26,60	21,30	5,30	
		Mittel:	5,56				Mittel:	5,22	
20	26,10	16,20	9,90	2,47	20	26,50	17,30	9,20	2,30
	26,30	16,40	9,90			26,50	17,20	9,30	
	26,30	16,30	10,00			26,50	17,30	9,20	
	26,20	16,40	9,80			26,70	17,50	9,20	
	26,10	16,30	9,80			26,60	17,40	9,20	
		Mittel:	9,88				Mittel:	9,22	
25	26,40	11,10	15,30	2,44	25	27,00	12,80	14,20	2,29
	26,50	11,30	15,20			26,80	12,70	14,10	
	26,30	11,10	15,20			26,80	12,40	14,40	
	26,20	10,90	15,30			26,90	12,60	14,30	
	26,50	11,30	15,20			26,70	12,20	14,50	
		Mittel:	15,24				Mittel:	14,30	
30	26,50	4,40	22,10	2,45	30	26,90	6,40	20,50	2,27
	26,30	4,30	22,00			26,70	6,20	20,50	
	26,40	4,30	22,10			26,80	6,40	20,40	
	26,30	4,10	22,20			26,70	6,30	20,40	
	26,10	4,00	22,10			26,90	6,50	20,40	
		Mittel:	22,10				Mittel:	20,44	
Mittel: $\xi_0 = 2,46$					Mittel: $\xi = 2,30$				

$$\frac{\xi}{\xi_0} = \frac{2,30}{2,46} = 0,935,$$

$$s = (\text{Wasser} = 80) = 74,8.$$

Tabelle 3

Phosphorsäure  $H_3PO_4$ : 0,15 Promille, ballistisch gemessen  
 Wasser:  $T = 20,5^\circ C$   $H_3PO_4$ :  $T = 20,7^\circ C$

$v$ in Volt	Null- Pkt.	Ausschl.- Pkt.	Ausschl. $s_0$	$\xi_0$	$v$ in Volt	Null- Pkt.	Ausschl.- Pkt.	Ausschl. $s$	$\xi$
	Skt.		Skt.			Skt.		Skt.	
20	26,20	23,40	2,80	0,670	20	26,40	24,00	2,40	0,635
	26,20	23,60	2,60			26,70	24,10	2,60	
	26,20	23,50	2,70			26,50	24,00	2,50	
	26,00	23,40	2,60			26,60	24,10	2,50	
	26,10	23,40	2,70			26,80	24,10	2,70	
	Mittel:		2,68			Mittel:		2,54	
25	26,00	22,00	4,00	0,672	25	26,80	22,80	4,00	0,627
	26,00	21,80	4,20			26,90	23,00	3,90	
	26,00	21,70	4,30			26,80	22,70	4,10	
	25,80	21,70	4,10			26,90	23,00	3,90	
	25,80	21,40	4,40			26,70	23,00	3,72	
	Mittel:		4,20			Mittel:		3,92	
30	25,70	19,60	6,10	0,673	30	26,60	21,10	5,50	0,615
	25,70	19,50	6,20			26,80	21,20	5,60	
	25,80	19,70	6,10			26,90	21,40	5,50	
	25,70	19,70	6,00			26,90	21,40	5,50	
	25,70	19,80	5,90			26,80	21,20	5,60	
	Mittel:		6,06			Mittel:		5,54	

Mittel:  $\xi_0 = 0,672$ Mittel:  $\xi = 0,626$ 

$$\frac{\xi}{\xi_0} = \frac{0,626}{0,672} = 0,931,$$

$$s = (\text{Wasser} = 80) = 74,5.$$

zu einer Meßreihe gehörigen  $\xi$  wurde schließlich das Generalmittel genommen, das demnach bei den statischen Messungen einen Mittelwert aus 25, bei den ballistischen Messungen aus 15 Beobachtungen darstellt. Die Mittelwerte der  $\xi$  wurden zur Berechnung der DEK  $\epsilon$  aus der Formel (1) benutzt.

Die vorstehenden Tabellen 2 und 3 enthalten die vollständigen Meßprotokolle einer statischen und einer ballistischen Meßreihe an einer 0,15 Promille Phosphorsäure als Beispiel. Die Betrachtung der letzten Spalte dieser Tabellen zeigt, daß die Größen  $\xi$  mit der angelegten Spannung keinen Gang haben und um ihren Mittelwert unregelmäßig gestreut sind. Aus der Größe dieser Streuung berechnet sich als empirischer mittlerer Fehler der Größe  $\epsilon/\epsilon_0$  ein Wert von etwa 0,6 Proz. Mit

Ergebnis

diesem haftet.

Na

durchg

niederg

zentrat

Konzentr

äquival

in der

das Ve

nach E

Wasser

die zw

Konz.  
n %

0,00

0,10

0,15

0,20

0,25

0,30

0,35

0,40

0,45

0,70

1,00

0,00

0,10

0,15

0,20

0,25

0,30

0,35

0,40

0,45

0,70

1,00

diesem mittleren Fehler sind also die gemessenen DEK behaftet.

Nach demselben Schema wurden nun alle übrigen Messungen durchgeführt, deren Resultate in den folgenden Tab. 4—22 niedergelegt sind. Sie enthalten in der ersten Spalte die Konzentration in Gewichtspro mille, in der zweiten Spalte die Konzentration in Bruchteilen der Normalkonzentration (Gramm-äquivalent pro Liter), in der dritten Spalte die Temperatur, in der vierten den Mittelwert der gemessenen  $\xi$ , in der fünften das Verhältnis  $\xi/\xi_0$  und in der sechsten Spalte das hieraus nach Formel (1) unter Zugrundelegung des Wertes  $\varepsilon = 80$  für Wasser berechnete  $\varepsilon$ . Die erste MeBreihe ist stets statisch, die zweite ballistisch durchgeführt.

Tabelle 4  
Natriumjodid NaJ

Konz. n ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\varepsilon$	$\varepsilon$ korrigiert
MeBreihe I						
0,00	0,00000	18,3	2,51	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00067	18,3	2,16	0,861	68,9	68,9
0,15	0,00100	18,6	2,06	0,821	65,7	65,9
0,20	0,00133	18,7	2,02	0,805	64,4	64,7
0,25	0,00167	18,6	2,12	0,845	67,6	67,8
0,30	0,00200	19,8	2,35	0,936	74,9	76,0
0,35	0,00233	20,0	2,22	0,884	70,7	71,9
0,40	0,00267	18,5	2,20	0,876	70,1	70,2
0,45	0,00300	19,8	2,05	0,817	65,4	66,4
0,70	0,00467	21,4	2,08	0,829	66,3	68,3
1,00	0,00667	20,0	2,12	0,845	67,6	68,7
MeBreihe II						
0,00	0,00000	19,8	0,677	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00067	20,4	0,580	0,857	68,6	69,0
0,15	0,00100	19,4	0,551	0,814	65,1	64,8
0,20	0,00133	20,6	0,535	0,790	63,2	63,7
0,25	0,00167	19,8	0,554	0,818	65,4	65,4
0,30	0,00200	21,0	0,626	0,925	74,0	74,9
0,35	0,00233	20,2	0,589	0,870	69,6	69,9
0,40	0,00267	20,8	0,569	0,840	67,2	67,9
0,45	0,00300	20,2	0,549	0,811	64,9	65,2
0,70	0,00467	20,2	0,571	0,843	67,4	67,7
1,00	0,00667	20,4	0,572	0,845	67,6	68,0

Tabelle 5  
Natriumbromid NaBr

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$s$	$s$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	21,0	2,51	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00097	20,8	2,39	0,952	76,2	76,1
0,15	0,00146	21,1	2,34	0,932	74,6	74,7
0,20	0,00194	20,4	2,24	0,892	71,4	71,0
0,25	0,00243	21,5	2,14	0,853	68,2	68,5
0,30	0,00291	20,8	1,96	0,781	62,5	62,4
0,35	0,00340	21,5	1,89	0,753	60,2	60,5
0,40	0,00389	21,1	2,20	0,876	70,1	70,2
0,45	0,00437	23,0	2,33	0,928	74,2	75,7
0,70	0,00680	21,5	2,42	0,964	77,1	77,5
1,00	0,00972	21,2	2,44	0,972	77,8	78,0
Meßreihe II						
0,00	0,00000	21,6	0,676	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00097	21,2	0,640	0,947	75,8	75,5
0,15	0,00146	21,4	0,627	0,927	74,2	74,1
0,20	0,00194	21,6	0,614	0,908	72,6	72,6
0,25	0,00243	21,4	0,585	0,865	69,2	69,3
0,30	0,00291	21,8	0,534	0,790	63,2	63,3
0,35	0,00340	21,4	0,512	0,757	60,6	60,5
0,40	0,00389	21,8	0,605	0,894	71,6	71,7
0,45	0,00437	21,5	0,639	0,945	75,6	75,5
0,70	0,00680	21,5	0,642	0,950	76,0	75,9
1,00	0,00972	21,5	0,647	0,957	76,6	76,5

Tabelle 6  
Natriumchlorid NaCl

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$s$	$s$ korrigiert
Meßreihe II						
0,00	0,00000	20,6	0,672	1,000	80,0	80,0
0,15	0,00257	21,5	0,654	0,973	77,8	78,5
0,25	0,00428	21,2	0,635	0,945	75,6	76,0
0,35	0,00599	21,3	0,609	0,906	72,5	73,0
0,45	0,00770	21,0	0,607	0,903	72,2	72,5
0,70	0,01197	21,7	0,666	0,991	79,3	80,2
1,00	0,01711	21,9	0,684	1,018	81,4	82,5
1,25	0,02138	22,0	0,688	1,024	81,9	83,0
1,50	0,02566	21,6	0,692	1,030	82,4	83,2
1,75	0,02994	21,7	0,696	1,036	82,9	83,8
2,00	0,03421	22,0	0,698	1,039	83,1	84,3
2,25	0,03849	22,0	0,693	1,031	82,5	83,6
2,50	0,04277	22,0	0,696	1,036	82,9	84,1
2,75	0,04704	21,7	0,699	1,040	83,2	84,1
3,00	0,05132	21,7	0,700	1,042	83,4	84,3
3,25	0,05560	22,1	0,698	1,039	83,1	84,3
3,50	0,05988	21,9	0,699	1,040	83,2	84,3

Tabelle 7  
Kupferchlorid CuCl

Konz. in %	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\epsilon$	$\epsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	21,7	2,53	1,000	80,0	80,0
0,15	0,00233	21,5	2,28	0,901	72,1	72,0
0,25	0,00372	21,5	2,07	0,818	65,4	65,3
0,35	0,00520	21,7	2,15	0,850	68,0	68,0
0,45	0,00669	21,8	2,02	0,798	63,8	63,9
0,70	0,01041	21,6	2,25	0,889	71,1	71,0
1,25	0,01859	21,8	2,36	0,933	74,6	74,7
1,50	0,02231	22,0	2,35	0,929	74,3	74,5
1,75	0,02602	21,9	2,38	0,941	75,3	75,4
Meßreihe II						
0,00	0,00000	20,0	0,678	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00149	20,1	0,650	0,650	76,6	76,8
0,15	0,00223	20,0	0,637	0,939	75,1	75,1
0,20	0,00297	20,1	0,591	0,872	69,8	69,9
0,25	0,00372	20,1	0,563	0,830	66,4	66,5
0,30	0,00446	20,0	0,574	0,847	67,8	67,8
0,35	0,00520	20,2	0,591	0,872	69,8	69,9
0,40	0,00595	20,2	0,559	0,824	65,9	66,0
0,45	0,00669	20,1	0,530	0,782	62,6	62,7
0,70	0,01041	20,1	0,603	0,889	71,1	71,2
1,25	0,01859	20,1	0,637	0,939	75,1	75,2

Tabelle 8  
Bariumchlorid BaCl<sub>2</sub>

Konz. in %	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\epsilon$	$\epsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	20,8	2,51	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00096	20,6	2,39	0,952	76,2	76,1
0,15	0,00144	20,7	2,32	0,924	73,9	73,8
0,20	0,00192	20,5	2,30	0,916	73,3	73,1
0,25	0,00240	21,4	2,15	0,857	68,6	69,0
0,30	0,00288	21,6	2,06	0,821	65,7	66,2
0,35	0,00336	24,4	2,12	0,845	67,6	68,0
0,40	0,00384	21,6	2,28	0,908	72,6	73,0
0,45	0,00432	21,4	2,35	0,936	74,9	75,5
0,70	0,00672	21,1	2,38	0,948	75,8	76,0
1,00	0,00960	21,0	2,40	0,956	76,5	76,6
Meßreihe II						
0,00	0,00000	21,6	0,676	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00096	22,0	0,639	0,945	75,6	75,9
0,15	0,00144	21,8	0,621	0,919	73,5	73,6
0,20	0,00192	21,8	0,605	0,895	71,6	71,7
0,25	0,00240	21,9	0,571	0,845	67,6	67,8
0,30	0,00288	22,0	0,559	0,827	66,2	66,5
0,35	0,00336	21,9	0,581	0,859	68,7	68,9
0,40	0,00384	22,0	0,586	0,867	69,4	69,7
0,45	0,00432	22,0	0,613	0,907	72,6	72,9
0,70	0,00672	22,1	0,625	0,925	74,0	74,4
1,00	0,00960	22,0	0,635	0,944	75,5	75,8



Tabelle 9  
 Aluminiumchlorid  $\text{AlCl}_3$ 

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\varepsilon$	$\varepsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	20,1	2,51	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00225	21,4	2,23	0,888	71,0	71,9
0,15	0,00337	21,3	2,07	0,825	66,0	66,8
0,20	0,00450	21,6	1,96	0,781	62,5	63,4
0,25	0,00562	21,6	1,93	0,769	61,5	62,4
0,30	0,00675	21,3	1,82	0,725	58,0	58,7
0,35	0,00787	21,9	1,96	0,781	62,5	63,6
0,40	0,00900	22,4	2,10	0,837	67,0	68,5
0,45	0,01012	23,1	2,23	0,888	71,0	73,1
0,70	0,01575	24,2	2,28	0,908	72,6	75,6
1,00	0,02250	23,7	2,30	0,916	73,3	75,9
1,25	0,02812	23,5	2,29	0,912	73,0	75,5
1,50	0,03375	24,0	2,31	0,920	73,6	76,5
Meßreihe II						
0,00	0,00000	21,4	0,675	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00225	21,6	0,588	0,871	69,7	69,8
0,15	0,00337	21,4	0,559	0,828	66,2	66,2
0,20	0,00450	21,4	0,533	0,790	63,2	63,2
0,25	0,00562	21,4	0,517	0,766	61,3	61,3
0,30	0,00675	21,5	0,498	0,738	59,0	59,1
0,35	0,00787	21,3	0,527	0,781	62,5	62,4
0,40	0,00900	21,6	0,562	0,833	66,6	66,7
0,45	0,01012	21,5	0,600	0,889	71,1	71,2
0,70	0,01575	22,7	0,626	0,927	74,2	75,2
1,00	0,02250	22,6	0,628	0,930	74,4	75,3

Da es nicht möglich war, alle Konzentrationen eines Elektrolyten bei genau der gleichen Temperatur durchzumessen, da demnach  $\xi$  und  $\xi_0$  sich im allgemeinen auf verschiedene Temperaturen beziehen, sind die in der sechsten Spalte der Tabellen angegebenen  $\varepsilon$ -Werte nicht ganz korrekt. Um diesen Fehler zu korrigieren, müßte man von sämtlichen untersuchten Lösungen die Abhängigkeit der DEK von der Temperatur empirisch bestimmen. Nun hatte bereits Pechhold<sup>1)</sup> an einer NaCl-Lösung von 0,4 Promille Konzentration diese Temperaturabhängigkeit der DEK geprüft und festgestellt, daß sie bei einer Temperaturerhöhung von 1°C um rund 1 Proz. ab-

1) R. Pechhold, a. a. O. S. 446.



Tabelle 10  
Bleichlorid  $\text{PbCl}_2$ 

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\epsilon$	$\epsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	20,9	2,49	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00072	20,8	2,09	0,839	67,1	67,0
0,15	0,00108	21,5	1,93	0,775	62,0	62,4
0,20	0,00144	21,2	1,91	0,767	61,4	61,6
0,25	0,00180	21,7	1,86	0,747	59,8	60,3
0,30	0,00216	21,5	1,84	0,739	59,1	59,4
0,35	0,00252	21,4	1,87	0,751	60,1	60,4
0,40	0,00288	21,5	1,91	0,767	61,4	61,8
0,45	0,00324	21,5	2,06	0,827	66,2	66,6
0,70	0,00503	21,4	2,26	0,908	72,6	73,0
1,00	0,00719	21,3	2,34	0,940	75,2	75,5
1,25	0,00899	21,4	2,36	0,948	75,8	76,2
1,50	0,01079	21,6	2,36	0,948	75,8	76,3
Meßreihe II						
0,00	0,00000	21,4	0,674	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00072	21,6	0,573	0,850	68,0	68,1
0,15	0,00108	21,4	0,557	0,826	66,1	66,1
0,20	0,00144	21,4	0,534	0,792	63,4	63,4
0,25	0,00180	21,4	0,518	0,668	61,4	61,4
0,30	0,00216	21,0	0,487	0,722	57,8	57,6
0,35	0,00252	21,6	0,493	0,731	58,5	58,6
0,40	0,00288	21,5	0,514	0,763	61,0	61,1
0,45	0,00324	21,7	0,582	0,863	69,0	69,2
0,70	0,00503	21,9	0,612	0,908	72,6	73,0
1,00	0,00719	22,0	0,625	0,927	74,2	74,6

nimmt. Wir haben eine analoge Untersuchung an einer  $\text{H}_2\text{SO}_4$ -Lösung von 0,3 Promille Konzentration durchgeführt, deren Resultat in der Tab. 23 enthalten ist. Man entnimmt hieraus, daß auch bei dieser Lösung die Änderung der DEK mit der Temperatur von der gleichen Größe, rund 1 Proz. pro Celsiusgrad, ist. Es wurde daher zum Zwecke der Korrektur der  $\epsilon$ -Werte auf gleiche Temperatur für alle untersuchten Lösungen die gleiche Temperaturabhängigkeit von 1 Proz. pro Celsiusgrad zugrundegelegt, was in Anbetracht der Kleinheit der Temperaturschwankungen sicher erlaubt sein dürfte. Die so in jeder Meßreihe auf die Temperatur der entsprechenden Wassermessung korrigierten DEK sind aus der siebenten Spalte der Tabellen ersichtlich.

Tabelle 11  
Eisenchlorür  $\text{FeCl}_3$

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\varepsilon$	$\varepsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	20,3	2,52	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00158	20,5	2,34	0,929	74,3	74,4
0,15	0,00237	20,8	2,25	0,893	71,4	71,8
0,20	0,00316	20,6	2,24	0,889	71,1	71,3
0,25	0,00394	21,1	2,19	0,869	69,5	70,1
0,30	0,00473	21,7	2,16	0,857	68,6	69,6
0,35	0,00552	20,8	2,14	0,849	67,9	68,2
0,40	0,00631	21,0	2,26	0,897	71,8	72,3
0,45	0,00710	21,1	2,28	0,905	72,4	73,0
0,70	0,01104	21,1	2,35	0,932	74,6	75,2
1,00	0,01578	21,4	2,40	0,952	76,2	77,0
Meßreihe II						
0,00	0,00000	19,6	0,678	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00158	20,6	0,641	0,945	75,6	76,4
0,15	0,00237	19,3	0,609	0,898	71,8	71,6
0,20	0,00316	20,0	0,601	0,886	70,9	71,2
0,25	0,00394	20,4	0,595	0,878	70,2	70,8
0,30	0,00473	20,3	0,590	0,870	69,6	70,1
0,35	0,00552	20,1	0,578	0,852	68,2	68,5
0,40	0,00631	20,5	0,603	0,889	71,1	71,7
0,45	0,00710	20,5	0,620	0,914	73,1	73,8
0,70	0,01104	20,4	0,644	0,950	76,0	76,6
1,00	0,01578	20,6	0,650	0,959	76,7	77,5

Tabelle 12  
Eisenchlorür  $\text{FeCl}_3$

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\varepsilon$	$\varepsilon$ korrigiert
Meßreihe II						
0,00	0,00000	22,2	0,678	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00185	22,2	0,595	0,878	70,2	70,2
0,15	0,00277	22,2	0,586	0,864	69,1	69,1
0,20	0,00370	22,2	0,542	0,799	63,9	63,9
0,25	0,00462	22,2	0,523	0,771	61,7	61,7
0,30	0,00555	22,2	0,515	0,760	60,8	60,8
0,35	0,00647	22,2	0,509	0,751	60,1	60,1
0,40	0,00740	22,2	0,535	0,789	63,1	63,1
0,45	0,00832	22,2	0,548	0,808	64,6	64,6
0,70	0,01295	22,2	0,557	0,821	65,7	65,7
1,00	0,01849	22,2	0,571	0,842	67,4	67,4

Tabelle 13  
Natriumnitrat  $\text{NaNO}_3$ 

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\epsilon$	$\epsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	20,8	2,49	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00118	20,8	2,41	0,968	77,4	77,4
0,15	0,00176	20,6	2,41	0,968	77,4	77,2
0,20	0,00235	20,9	2,39	0,960	76,8	76,9
0,25	0,00294	21,2	2,36	0,948	75,8	76,1
0,30	0,00353	20,8	2,36	0,948	75,8	75,8
0,40	0,00471	22,0	2,22	0,892	71,4	72,3
0,50	0,00588	21,6	2,24	0,900	72,0	72,6
0,70	0,00823	22,4	2,48	0,996	79,7	81,0
1,00	0,01176	22,4	2,59	1,040	83,2	84,5
Meßreihe II						
0,00	0,00000	20,6	0,683	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00118	20,0	0,667	0,977	78,2	77,7
0,15	0,00176	20,2	0,664	0,972	77,8	77,5
0,20	0,00235	20,0	0,658	0,963	77,0	76,5
0,25	0,00294	20,0	0,655	0,959	76,7	76,2
0,30	0,00353	21,2	0,645	0,944	75,5	75,9
0,40	0,00471	22,3	0,605	0,886	70,9	72,1
0,50	0,00588	22,2	0,620	0,908	72,6	73,8
0,70	0,00823	22,7	0,681	0,997	79,8	81,5
1,00	0,01176	23,3	0,701	1,026	82,1	84,3

Tabelle 14  
Bariumnitrat  $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ 

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\epsilon$	$\epsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	22,5	2,45	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00076	21,8	2,31	0,943	75,4	74,9
0,15	0,00115	22,4	2,15	0,877	70,2	70,1
0,20	0,00153	21,9	2,11	0,861	68,9	68,5
0,25	0,00191	22,4	2,15	0,877	70,2	70,1
0,30	0,00229	22,0	2,24	0,914	73,1	72,7
0,40	0,00306	22,5	2,25	0,918	73,4	73,4
0,50	0,00383	22,3	2,32	0,947	75,8	75,6
0,70	0,00536	22,8	2,37	0,967	77,4	77,6
1,00	0,00765	23,4	2,38	0,971	77,7	78,4
Meßreihe II						
0,00	0,00000	21,6	0,679	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00076	21,0	0,650	0,957	76,6	76,1
0,15	0,00115	21,8	0,602	0,887	71,0	71,1
0,20	0,00153	22,0	0,595	0,876	70,1	70,4
0,25	0,00191	22,4	0,590	0,869	69,5	70,1
0,30	0,00229	22,0	0,616	0,907	72,6	72,9
0,40	0,00306	22,4	0,617	0,909	72,7	73,3
0,50	0,00383	22,2	0,639	0,941	75,3	75,7
0,70	0,00536	22,5	0,659	0,970	77,6	78,3
1,00	0,00765	22,2	0,670	0,987	79,0	79,5

Tabelle 15

Salzsäure HCl

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\varepsilon$	$\varepsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	21,6	2,52	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00274	19,9	2,47	0,980	78,4	77,1
0,15	0,00411	21,3	2,35	0,932	74,6	74,4
0,20	0,00548	23,0	2,16	0,857	68,6	69,6
0,25	0,00686	23,3	2,21	0,877	70,2	71,4
0,30	0,00823	24,0	2,48	0,984	78,7	80,6
0,40	0,01097	23,1	2,55	1,012	81,0	82,2
0,50	0,01371	23,6	2,56	1,016	81,3	82,9
Meßreihe II						
0,00	0,00000	20,3	0,678	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00274	21,5	0,658	0,970	77,6	78,5
0,15	0,00411	21,3	0,609	0,898	71,8	72,5
0,20	0,00548	20,5	0,595	0,878	70,2	70,3
0,25	0,00686	23,1	0,586	0,864	69,1	71,4
0,30	0,00823	21,3	0,673	0,993	79,4	80,2
0,40	0,01097	22,0	0,695	1,025	82,0	83,4
0,50	0,01371	22,0	0,708	1,044	83,5	84,9

Tabelle 16

Salpetersäure HNO<sub>3</sub>

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\varepsilon$	$\varepsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	20,2	2,50	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00159	22,1	2,34	0,936	74,9	76,3
0,15	0,00238	20,6	2,17	0,868	69,4	69,7
0,20	0,00317	21,9	2,30	0,920	73,6	74,8
0,25	0,00397	22,9	2,44	0,976	78,1	80,2
0,30	0,00476	22,5	2,47	0,988	79,0	80,8
0,40	0,00635	22,6	2,48	0,992	79,4	81,3
0,50	0,00793	23,3	2,47	0,988	79,0	81,4
Meßreihe II						
0,00	0,00000	20,2	0,675	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00159	20,3	0,631	0,935	74,8	74,9
0,15	0,00238	20,9	0,591	0,875	70,0	70,5
0,20	0,00317	21,4	0,634	0,939	75,1	76,0
0,25	0,00397	21,8	0,659	0,976	78,1	79,3
0,30	0,00476	22,5	0,662	0,981	78,5	80,3
0,40	0,00635	22,6	0,671	0,994	79,5	81,4
0,50	0,00793	22,7	0,668	0,990	79,2	81,2

Tabelle 17  
Schwefelsäure  $H_2SO_4$

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\epsilon$	$\epsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	19,6	2,45	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00204	19,4	2,38	0,971	77,7	77,5
0,15	0,00306	21,4	2,16	0,882	70,6	71,9
0,20	0,00408	21,8	2,06	0,841	67,3	68,8
0,25	0,00510	21,6	2,26	0,922	73,8	75,3
0,30	0,00612	23,1	2,41	0,984	78,7	81,4
0,40	0,00816	24,4	2,47	1,008	80,6	84,5
0,50	0,01020	23,1	2,50	1,020	81,6	84,5
0,70	0,01427	23,6	2,49	1,016	81,3	84,5
Meßreihe II						
0,00	0,00000	19,5	0,732	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00204	19,6	0,700	0,956	76,5	76,6
0,15	0,00306	20,8	0,652	0,891	71,3	72,2
0,20	0,00408	20,6	0,631	0,862	69,0	69,8
0,25	0,00510	20,4	0,686	0,937	75,0	75,7
0,30	0,00612	21,6	0,729	0,996	79,7	81,4
0,40	0,00816	22,6	0,755	1,031	82,5	85,1
0,50	0,01020	22,1	0,756	1,033	82,6	84,7

Tabelle 18  
Phosphorsäure  $H_3PO_4$

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\epsilon$	$\epsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	20,4	2,46	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00306	21,0	2,36	0,959	76,7	77,2
0,15	0,00459	21,0	2,30	0,935	74,8	75,2
0,20	0,00612	21,5	2,09	0,850	68,0	68,8
0,25	0,00765	22,3	2,24	0,911	72,9	74,3
0,30	0,00918	20,3	2,43	0,988	79,0	78,9
0,40	0,01224	20,2	2,49	1,012	81,0	80,8
0,50	0,01530	20,6	2,49	1,012	81,0	81,2
Meßreihe II						
0,00	0,00000	20,5	0,672	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00306	20,0	0,656	0,976	78,1	77,7
0,15	0,00459	20,7	0,626	0,931	74,5	74,6
0,20	0,00612	21,1	0,568	0,845	67,6	68,0
0,25	0,00765	21,3	0,609	0,906	72,5	73,1
0,30	0,00918	20,5	0,663	0,987	79,0	79,0
0,40	0,01224	20,6	0,675	1,004	80,3	80,4
0,50	0,01530	20,6	0,676	1,006	80,5	80,6

Tabelle 19  
Borsäure  $H_3BO_3$

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\varepsilon$	$\varepsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	21,5	2,48	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00485	21,8	2,38	0,960	76,8	77,0
0,15	0,00728	21,8	2,36	0,952	76,2	76,4
0,20	0,00970	21,6	2,31	0,931	74,5	74,6
0,25	0,01213	21,6	2,13	0,859	68,7	68,8
0,30	0,01455	21,4	2,03	0,818	65,4	65,3
0,40	0,01940	21,3	2,45	0,988	79,0	78,8
0,50	0,02425	21,4	2,48	1,000	80,0	79,9
Meßreihe II						
0,00	0,00000	21,2	0,679	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00485	21,8	0,653	0,962	77,0	77,5
0,15	0,00728	21,8	0,648	0,954	76,3	76,8
0,20	0,00970	21,6	0,635	0,935	74,8	75,1
0,25	0,01213	21,6	0,598	0,881	70,5	70,8
0,30	0,01455	21,2	0,559	0,823	65,8	65,8
0,40	0,01940	21,0	0,655	0,965	77,2	77,0
0,50	0,02425	21,2	0,678	0,998	79,8	79,8

Tabelle 20  
Natronlauge NaOH

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\varepsilon$	$\varepsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	19,1	2,52	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00250	21,0	2,38	0,944	75,5	76,9
0,15	0,00375	20,0	2,35	0,932	74,6	75,3
0,20	0,00500	22,0	2,46	0,976	78,1	80,4
0,25	0,00625	22,0	2,49	0,988	79,0	81,3
0,30	0,00750	22,0	2,53	1,004	80,3	82,6
0,40	0,01000	22,4	2,58	1,024	81,9	84,6
0,50	0,01250	22,0	2,66	1,055	84,4	86,8
Meßreihe II						
0,00	0,00000	20,4	0,677	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00250	20,8	0,631	0,932	74,6	74,9
0,15	0,00375	20,6	0,625	0,923	73,8	74,0
0,20	0,00500	22,2	0,659	0,973	77,8	79,2
0,25	0,00625	21,4	0,673	0,994	79,5	80,3
0,30	0,00750	21,8	0,680	1,004	80,3	81,4
0,40	0,01000	22,5	0,694	1,025	82,0	83,7
0,50	0,01250	22,2	0,707	1,044	83,5	85,0

Tabelle 21  
Kaliumhydroxyd KOH

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\epsilon$	$\epsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	19,2	2,50	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00178	20,9	2,23	0,892	71,4	72,6
0,15	0,00267	20,8	2,20	0,880	70,4	71,5
0,20	0,00356	20,3	2,14	0,856	68,5	69,2
0,25	0,00445	20,6	2,08	0,832	66,6	67,5
0,30	0,00533	21,1	2,01	0,804	64,3	65,5
0,40	0,00713	21,6	1,97	0,788	63,0	64,5
0,50	0,00891	22,2	2,27	0,908	72,6	74,8
0,70	0,01247	22,4	2,41	0,964	77,1	79,6
1,00	0,01782	23,2	2,38	0,952	76,2	79,2
Meßreihe II						
0,00	0,00000	20,3	0,672	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00178	21,3	0,602	0,896	71,7	72,4
0,15	0,00267	20,3	0,589	0,876	70,1	70,1
0,20	0,00356	21,2	0,573	0,853	68,2	68,8
0,25	0,00445	22,8	0,545	0,811	64,9	66,5
0,30	0,00535	23,8	0,528	0,786	62,9	65,1
0,40	0,00731	21,6	0,542	0,806	64,5	65,3
0,50	0,00891	22,0	0,609	0,906	72,5	73,7

Tabelle 22  
Calciumhydroxyd  $\text{Ca(OH)}_2$ 

Konz. in ‰	Normalität	Temp. in °C	$\xi$	$\xi/\xi_0$	$\epsilon$	$\epsilon$ korrigiert
Meßreihe I						
0,00	0,00000	21,6	2,51	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00270	22,0	2,38	0,948	75,8	76,1
0,15	0,00405	21,8	2,26	0,900	72,0	72,1
0,20	0,00540	21,8	2,36	0,940	75,2	75,3
0,25	0,00675	21,0	2,42	0,964	77,1	76,6
0,30	0,00810	22,3	2,46	0,980	78,4	79,0
0,40	0,01080	22,9	2,58	1,028	82,2	83,3
0,50	0,01350	23,0	2,60	1,036	82,9	84,1
Meßreihe II						
0,00	0,00000	21,6	0,674	1,000	80,0	80,0
0,10	0,00270	21,8	0,642	0,952	76,2	76,3
0,15	0,00405	21,8	0,614	0,911	72,9	73,0
0,20	0,00540	21,8	0,635	0,942	75,4	75,5
0,25	0,00675	21,8	0,655	0,972	77,8	78,0
0,30	0,00810	22,0	0,665	0,987	79,0	79,3
0,40	0,01080	22,1	0,695	1,031	82,5	82,9
0,50	0,01350	22,6	0,705	1,046	83,7	84,5

Tabelle 23  
Temperaturabhängigkeit einer 0,3 Promille  $H_2SO_4$ -Lösung

Temp. in °C	Ausschl. in Skt.	Temp. in °C	Ausschl. in Skt.	Temp. in °C	Ausschl. in Skt.
18,5	6,4	23,0	6,0	27,0	5,7
18,9	6,3	23,3	6,1	27,4	5,8
19,5	6,4	23,7	6,0	27,5	5,8
20,0	6,3	24,0	5,9	28,0	5,7
20,5	6,3	24,2	5,9	28,5	5,7
21,0	6,2	24,4	5,8	29,0	5,6
21,5	6,3	25,0	5,9	29,2	5,6
22,0	6,2	25,5	5,8	29,4	5,5
22,5	6,2	26,0	5,8	30,4	5,5
22,8	6,1	26,4	5,8	30,5	5,5
		26,6	5,8		

Die Messungen wurden an den wäßrigen Lösungen der folgenden Elektrolyte durchgeführt:

1. Salze: NaJ, NaBr, NaCl,  $CuCl_2$ ,  $BaCl_2$ ,  $AlCl_3$ ,  $PbCl_2$ ,  $FeCl_2$ ,  $FeCl_3$ ,  $NaNO_3$ ,  $Ba(NO_3)_2$ .
2. Säuren: HCl,  $HNO_3$ ,  $H_2SO_4$ ,  $H_3PO_4$ ,  $H_3BO_3$ .
3. Basen: NaOH, KOH,  $Ca(OH)_2$ .

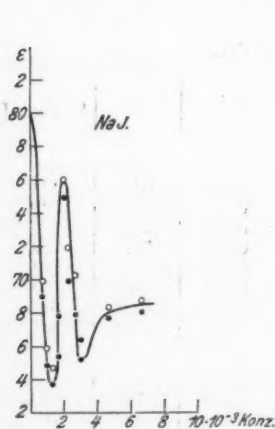


Fig. 4

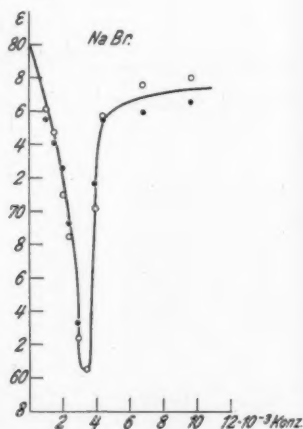


Fig. 5

Die Abhängigkeit der DEK der untersuchten Lösungen von der Konzentration ist einerseits aus den letzten Spalten



der Tab. 4—22 und andererseits aus der graphischen Darstellung der Fig. 4—22 ersichtlich. Hierin bedeuten die leeren Kreise die mit der statischen Methode und die ausgefüllten Kreise die mit der ballistischen Methode erhaltenen Werte, die Kreuze schließlich die von Pechhold beobachteten und analog wie oben auf einheitliche Temperatur reduzierten Beobachtungen.

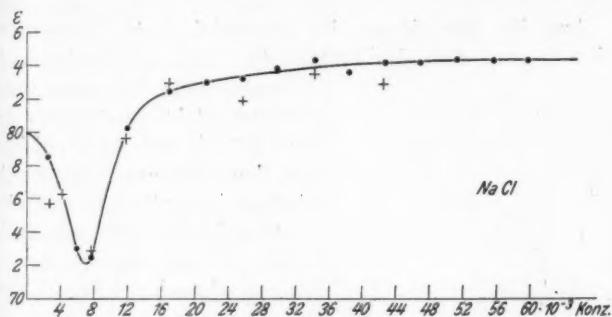


Fig. 6

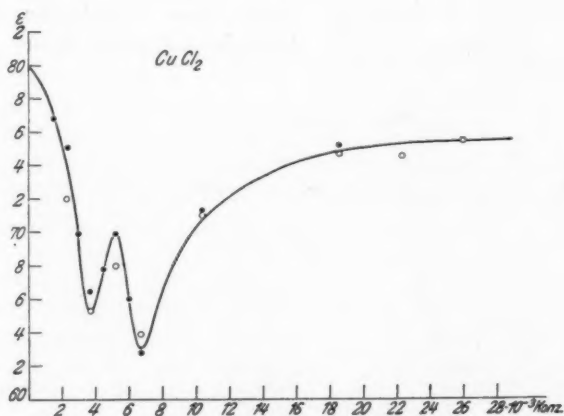


Fig. 7

Kreise die mit der ballistischen Methode erhaltenen Werte, die Kreuze schließlich die von Pechhold beobachteten und analog wie oben auf einheitliche Temperatur reduzierten Beobachtungen. Die ersteren Werte stimmen durchweg sehr gut miteinander überein und lassen sich durch die ausgezogenen Kurven glatt

ausgleichen, die letzteren zeigen zwar eine größere Streuung, weichen aber von den ausgezogenen Kurven nicht systematisch ab.

## § 5

Aus der Betrachtung der Kurvenbilder 4—22 geht zunächst hervor, daß der Verlauf der DEK als Funktion der

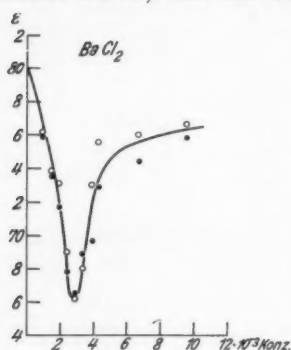


Fig. 8

Konzentration bei allen untersuchten Elektrolytlösungen dem von Fürth und von Pechhold in den eingangs zitierten Arbeiten konstatierten Verhalten entspricht: die DEK nimmt bei sehr kleinen Konzentrationen mit wachsender Konzentration ab, bei größeren Konzentrationen jedoch mit wachsender Konzentration zu. Darüber hinaus kann man jedoch feststellen, daß das einfachste, diesem Ver-

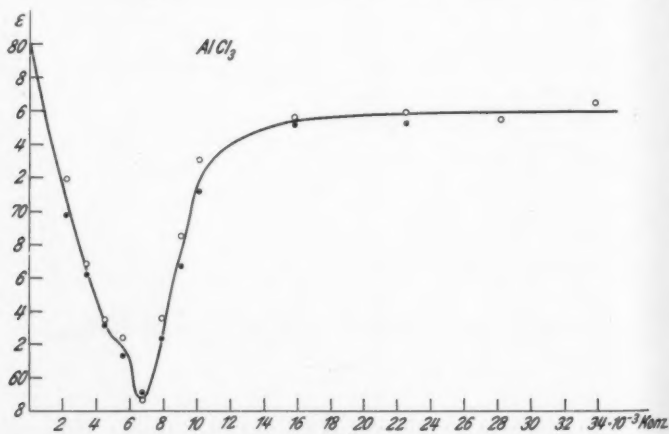


Fig. 9

halten entsprechende Kurvenbild mit einem einzigen Minimum, wie bei den von Fürth und von Pechhold untersuchten Substanzen, durchaus nicht in allen Fällen auftritt.

Bei den Lösungen von NaBr, NaCl, BaCl<sub>2</sub>, PbCl<sub>2</sub>, Ba(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>, HCl, HNO<sub>3</sub>, H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>, NaOH, KOH und Ca(OH)<sub>2</sub> hat die  $\epsilon$ -c-Kurve ein einziges Minimum in dem untersuchten Konzentrationsgebiet. Bei den meisten dieser Substanzen ist die DEK am Ende des untersuchten Konzentrationsgebietes bereits über die DEK des Wassers hinausgewachsen. Beim NaCl, das bis zu besonders großen Konzentrationen verfolgt wurde, scheint die DEK nach Erreichung eines Sättigungswertes nicht mehr weiter anzuwachsen. Der Verlauf der Kurven für die anderen oben genannten Stoffe legt es nahe, dieses Verhalten auch bei ihnen zu vermuten.

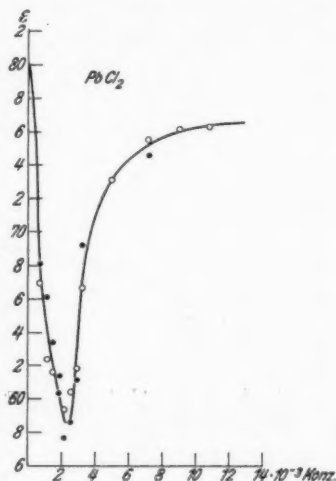


Fig. 10

Bei den Lösungen von NaJ und CuCl<sub>2</sub> zeigen die  $\epsilon$ -c-Kurven zwei Minima und dazwischen ein ausgeprägtes Maximum. Bei den restlichen untersuchten Substanzen, nämlich AlCl<sub>3</sub>, FeCl<sub>2</sub>, FeCl<sub>3</sub>, NaNO<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> und H<sub>3</sub>BO<sub>3</sub> treten zwar außer dem Hauptminimum weiter keine Minima auf, wohl aber sind in den entsprechenden Kurven Wendepunkte mehr oder weniger deutlich ausgeprägt. Es ist natürlich nicht ausgeschlossen, daß sowohl bei den im vorigen Absatz erwähnten, als auch bei den hier aufgezählten Substanzen außerhalb des untersuchten Bereiches noch weitere Extrema oder

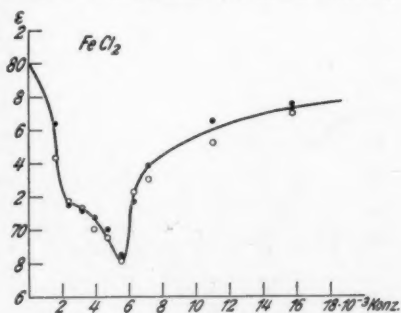


Fig. 11

Wendepunkte auftreten oder daß sehr schwache Anomalien dieser Art durch die Ungenauigkeit der Methode verdeckt werden.

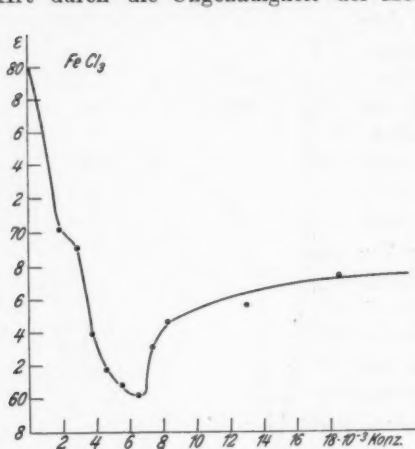


Fig. 12

gelösten Ionen, die Hydratation, andererseits eine verminderte Einstellungsmöglichkeit der Wasserdipole im äußeren Felde,

Die von Fürth<sup>1)</sup> gegebene Deutung des von ihm gefundenen Kurvenverlaufes lautet folgendermaßen: Bei kleinen Konzentrationen, wo der Elektrolyt vollkommen dissoziiert ist, werden die Dipole des Wassers durch die elektrischen Felder um die Ionen teilweise gerichtet und angezogen. Dies bewirkt einerseits, wie bekannt, die Bindung des Wassers an die ge-

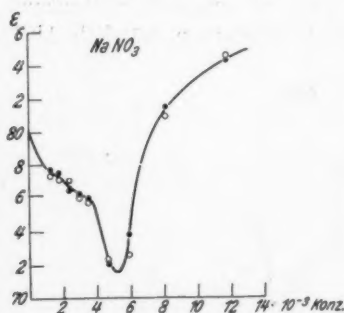


Fig. 13

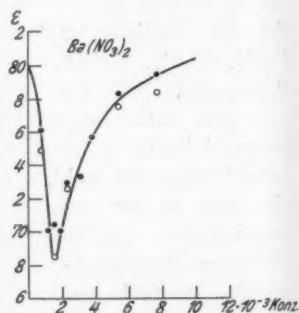


Fig. 14

also eine Verkleinerung der DEK. Bei stärkeren Konzentrationen geht die Dissoziation zurück, es bilden sich Komplexe

1) R. Fürth, Phys. Ztschr. 25. S. 676. 1924.

zwischen den Ionen untereinander und den Wassermolekülen, die selbst wieder Dipole mit hohem Dipolmoment sind. Dies

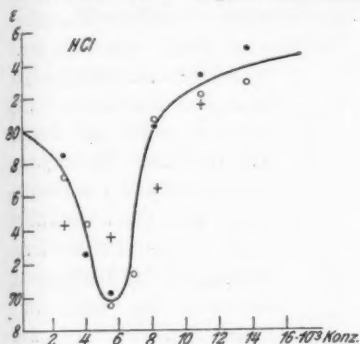


Fig. 15

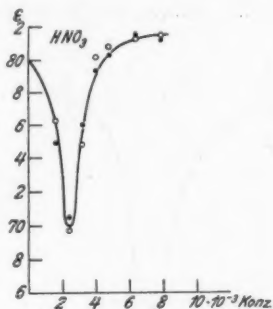


Fig. 16

bewirkt, daß nach Erreichung einer genügend großen Konzentration die DEK wieder ansteigen muß.

Das von uns beobachtete Auftreten mehrfacher Extrema bzw. Wendepunkte kann nach dieser Theorie zwanglos durch die Bildung verschiedener derartiger Komplexe beim allmählichen Konzentrieren der Lösung gedeutet werden.<sup>1)</sup> Eine Stütze hierfür bietet der Umstand, daß mit Ausnahme des NaJ alle nur aus zwei Ionen zusammengesetzten Elektrolyte bloß ein einziges Minimum aufweisen. Es scheint demnach, als ob man in der „dielektrischen Analyse“ ein äußerst empfindliches Hilfsmittel in der Hand hätte, um Komplexbildungen in Elektrolytlösungen nachzuweisen, die sich

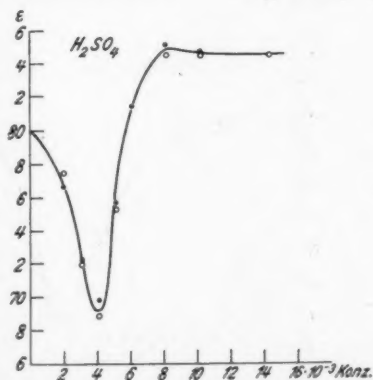


Fig. 17

1) Auf diese Deutung hat uns Herr Prof. Fürth freundlichst hingewiesen, der darüber gleichzeitig an anderer Stelle (Phys. Ztschr.) eingehender referiert.

dem Nachweis durch Untersuchung der Leitfähigkeit, der Verdünnungswärme oder anderer Effekte entziehen.

Für den Vergleich mit den Resultaten anderer Forscher steht, obzwar in den letzten Jahren eine Reihe von Arbeiten

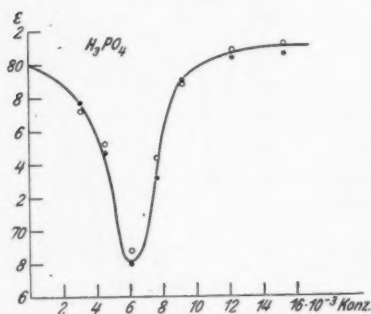


Fig. 18

über DEK von Elektrolytlösungen erschienen ist, nur ein recht spärliches Material zur Verfügung. Denn wie schon von Pechhold, a. a. O., ausgeführt worden ist, kann man Messungen der DEK einer Substanz bei sehr verschiedenen Frequenzen miteinander ohne weiteres ebensowenig vergleichen, wie Brechungsquotienten bei verschiedenen Farben,

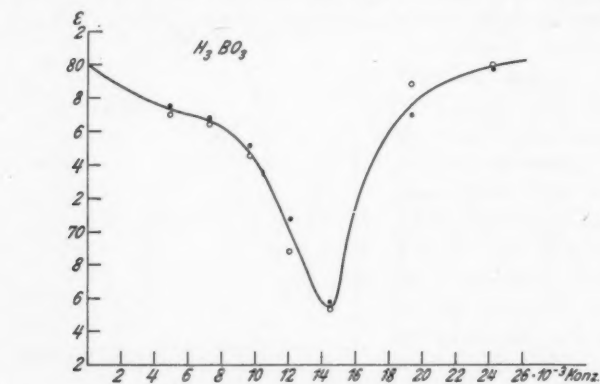


Fig. 19

eine Dispersion besitzt. Es scheiden also von vornherein zum Vergleiche mit der vorliegenden Arbeit alle Untersuchungen aus, die mit hochfrequentem Wechselstrom durchgeführt

wurden. Über DEK von Elektrolytlösungen erschienen ist, nur ein recht spärliches Material zur Verfügung. Denn wie schon von Pechhold, a. a. O., ausgeführt worden ist, kann man Messungen der DEK einer Substanz bei sehr verschiedenen Frequenzen miteinander ohne weiteres ebensowenig vergleichen, wie Brechungsquotienten bei verschiedenen Farben,

wurden. Da es ferner, wie ebenfalls von Pechhold genauer ausgeführt worden ist, prinzipiell unmöglich ist, mit einer Kapazitätsmethode gut leitende Substanzen mit niederfrequentem Wechselstrom zu untersuchen und die Wellenmethoden für Niederfrequenz naturgemäß ebenfalls ausscheiden, bleiben zum Vergleich nur die mit Kraftwirkungsmethoden gewonnenen Resultate übrig.

Die einzige Kraftwirkungsmethode, die in neuerer Zeit außer der Ellipsoidmethode zur Messung der DEK von Elektrolytlösungen benutzt worden ist, ist die von Carman<sup>1)</sup> angegebene und später von Carman und Schmidt<sup>2)</sup> verbesserte Elektrometermethode.

Mit dieser hat C. C. Schmidt<sup>3)</sup> auf ballistischem Wege die DEK von wäßrigen Lösungen von NaCl, KCl, BaCl<sub>2</sub> und CuSO<sub>4</sub> bis zu etwa 0,03 normal gemessen und festgestellt, daß mit wachsender Konzentration die DEK zunächst sinkt, dann nach Durchlaufung eines Minimums bei den ersten beiden und zweier Minima bei den zwei

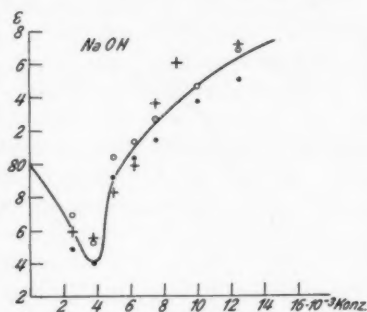


Fig. 20

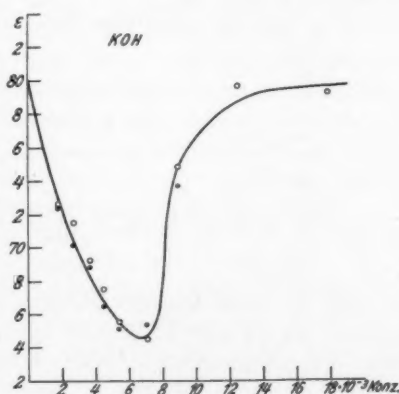


Fig. 21

1) A. P. Carman, Phys. Rev. 24. S. 396. 1924.

2) A. P. Carman und C. C. Schmidt, Phys. Rev. 30. S. 922. 1927.

3) C. C. Schmidt, Phys. Rev. 30. S. 925. 1927.

letzten Stoffen wieder ansteigt bis zu Werten, die die DEK des Wassers wesentlich übertreffen. Dies stimmt mit den Befunden von Fürth, Pechhold und uns qualitativ vollkommen überein. Auch die Größenordnung der Konzen-

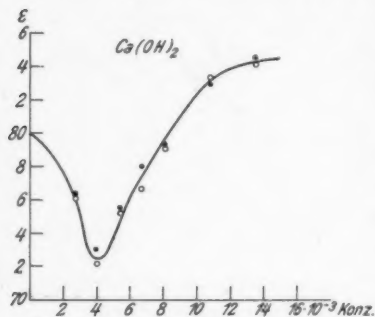


Fig. 22

trationen, bei denen die Minima auftreten und die Größenordnung der Erniedrigungen bzw. Erhöhungen ist dieselbe. Eine quantitative Übereinstimmung ist nicht zu erwarten, da die Genauigkeit der Schmidtschen Beobachtungen die der unsrigen nicht im Entferntesten erreicht.

In einer späteren Arbeit haben Carman, Young und Smith<sup>1)</sup> die Elektrometermethode zu einer statischen Methode ausgebildet. Die nach dieser Methode ausgeführten Messungen von Carman und Smith<sup>2)</sup> an KCl,  $\text{CuSO}_4$  und  $\text{BaCl}_2$  ergeben merkwürdigerweise Kurven, die das Spiegelbild

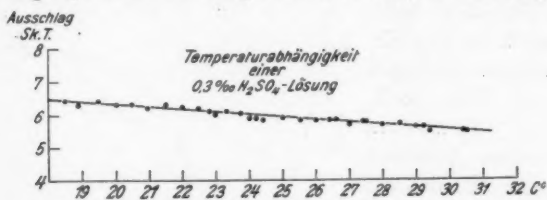


Fig. 23

der nach der ersten Methode gewonnenen darstellen, sie steigen zunächst an, durchlaufen ein Maximum und sinken dann stetig unter den Ausgangswert herab. Die Autoren sagen nichts darüber, wie diese Diskrepanz gegenüber ihren früheren Befunden zustandekommen kann. Es erscheint uns nicht aus-

1) A. P. Carman, O. B. Young u. K. O. Smith, Phys. Rev. **34** S. 1040. 1929.

2) A. P. Carman u. K. O. Smith, Phys. Rev. **34** S. 1042. 1929.



geschlossen, daß durch ein Versehen statt der Größen  $\epsilon/\epsilon_0$  ihre Reziprokwerte angegeben wurden!

Unter Verwendung von hochfrequenten Schwingungen zwischen  $10^6$  und  $6 \cdot 10^8$  Per./sec sind in den letzten Jahren nach den verschiedensten Methoden DEK von Elektrolytlösungen untersucht worden. Das größte Vertrauen beanspruchen unter ihnen sicherlich die Wellenmethoden, die nach dem Vorgange von Drude auf der Messung des elektrischen Brechungsquotienten aus der Wellenlänge stehender Schwingungen in dem betreffenden Medium beruhen, da die Theorie der Auswertung dieser Messungen unter Berücksichtigung der Leitfähigkeit des Mediums relativ einfach ist. Im Frequenzgebiet zwischen  $1,2 \cdot 10^7$  bis  $7 \cdot 10^7$  Per./sec haben nach dieser Methode Drake, Pierce und Dow<sup>1)</sup> festgestellt, daß sich die DEK von wäßrigen KCl-Lösungen von  $1/70$  und  $1/270$  norm. von der des Wassers innerhalb der Fehlergrenzen von etwa 1 Proz. nicht unterscheiden. Nach derselben Methode fand Deubner<sup>2)</sup>, daß bei Frequenzen von etwa  $2,5 \cdot 10^8$  Per./sec die DEK von wäßrigen Lösungen von NaCl sich bis zu Konzentrationen von  $3 \cdot 10^{-3}$  norm. von der von Wasser innerhalb der Fehlergrenzen von etwa 3 Promille nicht unterscheidet, während die DEK einer  $\text{CuSO}_4$ -Lösung im Konzentrationsintervall von 0 bis  $6 \cdot 10^{-3}$  norm. um etwa 2 Einheiten abnimmt.

Die übrigen angewendeten Methoden sind durchweg Kapazitätsmethoden. Ihre Anwendung ist deswegen sehr erschwert, weil die Fehlerquellen, denen diese Methoden unterliegen, zahlreich sind und, wenn sie nicht sehr sorgfältig vermieden werden, eine vollkommene Verfälschung der Resultate bewirken können. Ferner geht die DEK und die Leitfähigkeit der untersuchten Substanzen in die Meßresultate in sehr komplizierter Weise ein, so daß ihre saubere Trennung meist sehr schwierig und oft überhaupt nicht einwandfrei möglich ist. Ist es doch von vornherein durchaus nicht klar, ob es überhaupt zulässig ist, die Wirkung eines mit einer leitfähigen Substanz gefüllten Kondensators durch eine reine Kapazität mit parallel geschaltetem Ohmschen Widerstand zu ersetzen.

1) F. H. Drake, G. W. Pierce u. M. T. Dow, Phys. Rev. 35. S. 613. 1930.

2) A. Deubner, Ann. d. Phys. 84. S. 429. 1927.

Die mit der Nernstbrücke durchgeführten Untersuchungen von Sommer<sup>1)</sup>, Sack<sup>2)</sup> und Skancke und Schreiner<sup>3)</sup> bei Frequenzen von  $1-2,10^6$  ergaben übereinstimmend, daß die DEK der zahlreichen untersuchten Elektrolytlösungen im Gebiete der sehr starken Verdünnungen mit steigender Konzentration abnehmen und dort sicher kleiner sind als die DEK des Wassers, wenn auch die Absolutwerte der gemessenen DEK bei den verschiedenen Autoren miteinander nicht übereinstimmen und im allgemeinen die Erniedrigungen kleiner sind, als die von uns gefundenen.

Noch größer sind die möglichen Fehlerquellen bei den verschiedenen durchwegs mit extrem hohen Frequenzen arbeitenden Resonanzmethoden, worauf besonders Hellmann und Zahn in einer Reihe von Arbeiten hingewiesen haben.<sup>4)</sup> Demgemäß stimmen auch die Resultate verschiedener Autoren nicht einmal qualitativ miteinander überein. Während Walden, Ulich und Werner<sup>5)</sup> bei  $6,10^7$  Per./sec an Lösungen zahlreicher Elektrolyte im Konzentrationsgebiet zwischen 0 und  $3,10^{-3}$  norm. Erniedrigungen der DEK in derselben Größenordnung, wie die von Pechhold und uns gefundenen erhielten und ihre Messungen an HCl, NaCl, LiCl und KOH sich an die von Pechhold außerordentlich gut anschließen, erhielt Wyman<sup>6)</sup> bei 3—8 mal so großen Frequenzen an KCl zwischen 0 und  $4,10^{-3}$  norm., eine mit der Konzentration zunehmende Erhöhung der DEK. Astin<sup>7)</sup> fand nach einer modifizierten Resonanzmethode nach Zurücknahme eines früheren, fehlerhaften Resultates<sup>8)</sup>, daß die DEK von KCl-Lösungen zwischen 0 und 0,01 norm. voneinander innerhalb der Fehlergrenzen nicht verschieden sind. Zu demselben Resultat gelangt Voigt<sup>9)</sup>

1) S. Sommer, Dissertation, Berlin 1923.

2) H. Sack, Phys. Ztschr. 28. S. 199. 1927.

3) R. Skancke u. E. Schreiner, Phys. Ztschr. 28. S. 597. 1927.

4) H. Hellmann u. H. Zahn, Phys. Ztschr. 27. S. 636. 1926; Ann. d. Phys. 86. S. 687. 1928.

5) P. Walden, H. Ulich u. O. Werner, Ztschr. f. phys. Chem. 129. S. 389. 417. 1927.

6) J. Wyman jr., Phys. Rev. 35. S. 623. 1930.

7) A. Astin, Phys. Rev. 34. S. 300. 1929.

8) A. Astin, Phys. Rev. 35. S. 1428. 1930.

9) B. Voigt, Ztschr. f. Phys. 44. S. 70. 1927.

mittels der „2. Drudeschen Methode“ bei  $6,10^8$  Per./sec bei NaCl zwischen 0 und  $5,10^{-3}$  norm.

Die von Hellmann und Zahn<sup>1)</sup> entwickelte Dekrementsmethode gestattet die Messung der DEK gut leitender Lösungen bis zu Konzentrationen von etwa 0,15 norm. bei Frequenzen von  $3,10^8$  Per./sec, wenn die DEK einer bestimmten Vergleichssubstanz als Funktion der Konzentration im selben Leitfähigkeitsgebiet bekannt ist. Nach dieser Methode haben die Autoren<sup>2)</sup> eine größere Anzahl von Elektrolyten untersucht und unter der allerdings recht willkürlichen Annahme, daß die DEK der zum Vergleich verwendeten HCl-Lösung zwischen 0 und  $36,10^{-3}$  norm. linear um 4—6 Einheiten abnimmt, festgestellt, daß die DEK dieser Lösungen in dem untersuchten Konzentrationsbereich zunächst um 2—10 Einheiten abnimmt und dann wieder ansteigt, wobei schließlich die DEK des Wassers überschritten wird. Dies ist aber wieder der typische, von Fürth, Pechhold und uns konstatierte Verlauf, nur mit dem Unterschiede, daß bei uns, also bei der Messung mit niederfrequentem Wechselstrom, das Minimum schon bei etwa  $5,10^{-3}$  norm. auftritt, bei Hellmann und Zahn, jedoch, also bei Messung mit sehr hochfrequentem Wechselstrom erst bei 10—50 mal höheren Konzentrationen. Demgemäß ist auch bei den ersten Messungen der anfängliche Abfall im Gebiete der sehr großen Verdünnungen viel steiler als bei den letzteren Messungen.

Im großen ganzen ergibt der Vergleich der bei niedriger und bei hoher Frequenz gemessenen Abhängigkeit der DEK der Elektrolytlösungen von der Konzentration das folgende Bild: In allen Fällen dürfte die DEK mit wachsender Konzentration zunächst abnehmen und dann nach Durchlaufung eines Minimums oder mehrerer Minima wieder zunehmen und sich schließlich einem Sättigungswert nähern, derart, daß der Ort des Minimums mit wachsender Frequenz zu immer höheren Konzentrationen fortschreiten und demnach der anfängliche Abfall mit wachsender Frequenz immer flacher wird.<sup>3)</sup>

1) H. Hellmann u. H. Zahn, *Phys. Ztschr.* **26**. S. 680. 1925; *Ann. d. Phys.* **80**. S. 191. 1926; *Ann. d. Phys.* **81**. S. 711. 1926.

2) H. Zahn, *Phys. Ztschr.* **28**. S. 916. 1927.

3) Auf diese Darstellung des Sachverhaltes wurden wir von Hrn. Prof. Fürth hingewiesen, der hierüber und über eine mögliche theoretische Deutung gleichzeitig an anderer Stelle (*Phys. Ztschr.*) berichtet.

### Zusammenfassung

1. Es wurde die Fürthsche Ellipsoidmethode zur Messung der DEK gut leitender Flüssigkeiten in der Anordnung von Pechhold auf eventuelle Verfälschung der Resultate durch elektrolytische Polarisation und durch Wärmekonvektionsströmung systematisch geprüft.

2. Die Messungen an verschiedenen konzentrierten NaCl-Lösungen bei Spannungen zwischen 10 und 25 Volt und Frequenzen zwischen 277 und 2212 Per./sec, die mit einem Glühkathodengenerator erzeugt wurden, ergaben innerhalb der Fehlergrenzen keine Abweichungen gegen die Messungen mit 50 Per./sec, womit die Unabhängigkeit der DEK von der Frequenz in diesem Frequenzgebiet nachgewiesen ist und gleichzeitig bewiesen wird, daß Verfälschung der Messungen bei 50 Per./sec durch elektrolytische Polarisation bei Einhaltung entsprechender Vorsichtsmaßregeln nicht stattfindet.

3. Dasselbe folgt durch die neuerlich nachgewiesene vollkommene Unabhängigkeit der gemessenen DEK von der angelegten Spannung zwischen 0 und 30 Volt.

4. In Abänderung der von Fürth und Pechhold benützten statischen Methode wird eine ballistische Meßmethode beschrieben, bei der nicht wie bei der statischen Methode die Endausschläge bei längerdauerndem, sondern die ersten Ausschläge bei sehr kurz dauerndem Stromschluß zur Beobachtung gelangen. Zahlreiche auf statischem und auf ballistischem Wege parallel ausgeführte Messungen ergaben bei allen untersuchten Substanzen innerhalb der Fehlergrenzen vollkommen übereinstimmende Resultate, womit bewiesen ist, daß systematische Verfälschungen durch Wärmekonvektionsströmungen nicht stattfinden.

5. Die ballistische Methode erweist sich der statischen durch ihre größere Genauigkeit und durch den Umstand überlegen, daß man mit ihr DEK von Flüssigkeiten bis zu Leitfähigkeiten von mindestens  $10^{-2} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$  mit Sicherheit messen kann.

6. Mit beiden Methoden wurden die DEK der wäßrigen Lösungen der folgenden Elektrolyte bei 50 Per./sec und mit einer mittleren Genauigkeit von etwa 0,6 Proz. gemessen.

a) Salze: NaJ, NaBr, NaCl, CuCl<sub>2</sub>, BaCl<sub>2</sub>, AlCl<sub>3</sub>, PbCl<sub>2</sub>, FeCl<sub>2</sub>, FeCl<sub>3</sub>, NaNO<sub>3</sub>, Ba(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>,

- b) Säuren:  $\text{HCl}$ ,  $\text{HNO}_3$ ,  $\text{H}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{H}_3\text{PO}_4$ ,  $\text{H}_3\text{BO}_3$ ,  
c) Basen:  $\text{NaOH}$ ,  $\text{KOH}$ ,  $\text{Ca}(\text{OH})_2$ .

Auf Konstanz der Temperatur wurde besonders geachtet und alle Messungen auf die gleiche Temperatur reduziert nachdem die Größe der Temperaturabhängigkeit vorher durch eine besondere Untersuchung empirisch festgestellt worden war.

7. Die Kurven der DEK als Funktion der Konzentration tragen durchwegs den von Fürth und Pechhold festgestellten Charakter: die DEK nimmt bei sehr kleinen Konzentrationen mit wachsender Konzentration ab, bei größeren Konzentrationen mit wachsender Konzentration zu. Dazwischen treten ein oder zwei Minima bzw. Wendepunkte auf. Für sehr große Konzentrationen scheinen sich die DEK Sättigungswerten zu nähern, die meist höher sind als die DEK des Wassers.

8. Die anfängliche Abnahme der DEK wird durch die Bildung der Hydratationssphären um die Ionen, die Extrema und Wendepunkte werden durch die Bildung von Komplexen zwischen den Ionen erklärt.

9. Der Vergleich der erhaltenen Resultate mit denen anderer Forscher aus neuerer Zeit läßt vermuten, daß der oben mit Niederfrequenzen festgestellte Kurvenverlauf auch bei der Messung mit Hochfrequenz auftritt, wobei sich jedoch die Orte der Minima mit steigender Frequenz gegen die höheren Konzentrationen verschieben und demnach der anfängliche Abfall mit wachsender Frequenz immer flacher wird.

Die vorliegende Untersuchung wurde auf Anregung und unter Leitung von Prof. Fürth mit den Mitteln des Institutes für theoretische Physik der deutschen Universität in Prag durchgeführt. Die Mittel zur Konstruktion des verwendeten Tonfrequenzgenerators wurden Hrn. Prof. Fürth von der deutschen Gesellschaft der Wissenschaften und Künste in der tschechoslowakischen Republik zur Verfügung gestellt, wofür der genannten Gesellschaft an dieser Stelle der wärmste Dank ausgesprochen werden möge.

Prag, im Januar 1931.

(Eingegangen 10. Januar 1930)

## Über die Erzeugung von Protonen

Von C. Ramsauer, R. Kollath  
und D. Lilienthal<sup>1)</sup>

(Aus dem Forschungsinstitut der AEG)

(Mit 8 Figuren)

Die ersten Angaben über die im folgenden beschriebene Protonenquelle gehen auf A. J. Dempster<sup>2)</sup> zurück. Wir haben eine der seinigen möglichst gleiche Anordnung gebaut, ebenfalls Protonenstrahlen erhalten und ihre Entstehungsbedingungen näher untersucht.

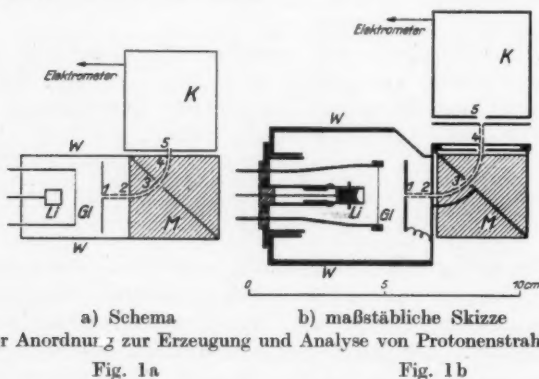


Fig. 1a zeigt das Prinzip der Methode, Fig. 1b die Ausführung im einzelnen. Gegenüber einem Metallbecher *Li*, der

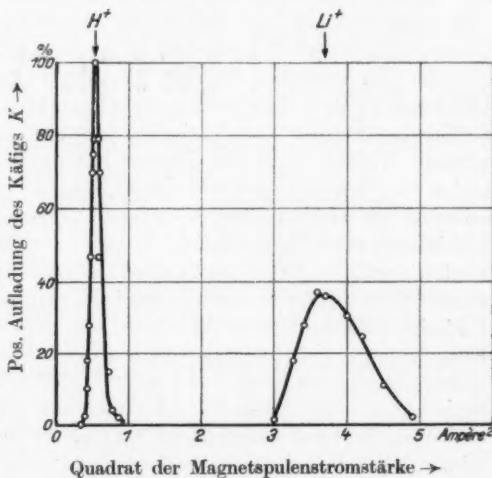
1) Die Gesamtuntersuchung (diese und die unmittelbar folgende Annalenarbeit) hat etwa  $2\frac{1}{2}$  Jahre in Anspruch genommen. Die Mitarbeit von Dorothee Lilienthal umfaßt die erste Hälfte, die Mitarbeit von R. Kollath die zweite Hälfte dieser Zeit.

2) A. J. Dempster, Proc. Nat. Acad. Sci. 11. S. 552. 1925 und 12. S. 96. 1926.

mit metallischem Lithium<sup>1)</sup> gefüllt wird, steht ein Glühdraht *Gl* und dahinter eine Blende 1, das Ganze ist von einem metallischen Gehäuse *W* umgeben. Bringen wir jetzt das *Li*-Gefäß auf positives Potential gegenüber *W* und den Glühdraht auf negatives Potential gegenüber *W*, so lösen die aus dem Glühdraht austretenden und auf das Lithium auftreffenden Elektronen an der Oberfläche von *Li* positive Strahlen aus. Die Natur dieser von *Li* ausgehenden Strahlen und ihr Intensitätsverhältnis

untereinander ist nach den äußeren Bedingungen sehr verschieden.

Zwecks Analyse werden sie, nachdem sie die Blende 1 passiert haben, durch geeignete Magnetfelder auf der in der Figur ange deuteten Kreisbahn herumgeführt und nach Durchlaufen der Blenden 2 bis 5 in einem Faradaykäfig *K* aufgefangen. Trägt man in einem



Quadrat der Magnetspulenzstromstärke  $\rightarrow$

Beispiel eines „Massenspektrums“

Fig. 2

Diagramm die in den Käfig *K* gelangenden Intensitäten über dem Quadrat der Magnetspulenzstromstärke auf, so sind die Abszissen der Maxima der Massen proportional. Fig. 2 zeigt ein solches „Massenspektrum“ mit  $H^+$  und  $Li^+$ , in anderen Versuchen wurde außerdem auch  $H_2^+$  und  $Na^+$  bei den entsprechenden Stromstärken gefunden. Aus dem

1) Bei Natriumfüllung des Gefäßes *Li* fielen die Versuche zwar auch positiv aus, es ergaben sich jedoch keine günstigeren Intensitätsverhältnisse, so daß wir zu dem leichter zu behandelnden Lithium zurückkehrten.



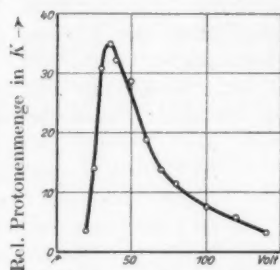
Radius  $r$  der Kreisbahn, der Geschwindigkeit der Teilchen und der Größe des Magnetfeldes, das notwendig ist, um die Teilchen auf diese Kreisbahn zu zwingen, läßt sich das  $e/m$  der verschiedenen Strahlenarten bestimmen. Diese Bestimmung wurde für die Strahlen durchgeführt, die zur Ablenkung auf der Kreisbahn das *kleinste* Magnetfeld benötigten; ihre Geschwindigkeit wurde aus Gegenspannungskurven am Käfig  $K$  und die Gausszahl des zugehörigen Magnetfeldes aus einer Eichkurve des benutzten Magneten<sup>1)</sup> bestimmt;  $e/m$  ergab sich zu:  $1,8 \cdot 10^7$  (theoretischer  $e/m$ -Wert für Protonen:  $1,77 \cdot 10^7$ ). Es handelt sich demnach um Protonen.

Da Hr. Dempster keine genaueren Angaben über die Entstehung der Protonen gemacht hat, mußten eigene Erfahrungen über das Verhalten dieser Protonenquelle gewonnen werden. *Grundbedingung* für das regelmäßige Auftreten von Protonenstrahlen ist es, daß man nach dem Einschalten des Glühdrahtes (vielleicht auf eine Erwärmung des Lithiums?) etwa  $\frac{1}{2}$  bis 1 Std. mit dem Beginn der Messungen warten muß. — *Die Vorbehandlung des Li* ist nicht von sehr großer Wichtigkeit, immerhin scheinen blanke Flächen größere Emissionsfähigkeit zu besitzen, so daß es sich empfiehlt, vor Einsetzen in die Apparatur die *Li*-Oberfläche noch einmal blank zu schaben und dann sofort mit dem Evakuieren zu beginnen. — Die *Intensität* des durch die Blende 1 hindurchtretenden Protonenstrahls hängt bei gleicher Spannung zwischen *Li* und *W*, d. h. bei gleicher Protonengeschwindigkeit, stark von der Spannung zwischen *Gl* und *Li* ab, d. h. von der Elektronengeschwindigkeit (Fig. 3). Es sei aber hierzu bemerkt, daß manchmal nach längerem Gebrauch der Apparatur (mehrere Stunden) das Maximum in Fig. 3 sich nach höheren Geschwindigkeiten verschob, was dann auf baldiges Ende der gesamten Emission hindeutete. — Die Protonenintensität ist innerhalb eines weiten Bereichs der Elektronenintensität proportional. In Fig. 4 ist als Abszisse die Intensität des Elektronenstroms auf *Li* aufgetragen, als Ordinate die nach Homogenisierung

1) Unsere magnetische Anordnung unterscheidet sich mit Rücksicht auf die beabsichtigte Untersuchung (vgl. die unmittelbar folgende Arbeit in diesem Annalenheft) von der Dempsterschen insofern, als wir einen magnetischen Viertelkreis, Hr. Dempster einen magnetischen Halbkreis benutzt.



durch das Magnetfeld im dahinterliegenden Meßkäfig *K* aufgefangene Protonenmenge. Diese Proportionalität gilt allerdings nur für nicht zu große Zeitintervalle, wahrscheinlich



Elektronengeschwindigkeit → Rel. Elektronenmenge auf *Li*  
Protonenmenge als Funktion der  
Elektronengeschwindigkeit

Fig. 3

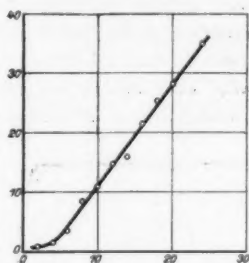
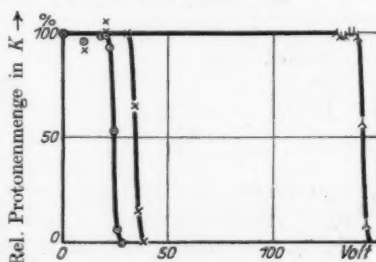


Fig. 4

nur so lange, als mit der Vergrößerung des Elektronenstroms keine starken Temperaturänderungen der *Li*-Anode verbunden sind.

Die Geschwindigkeit der Protonen entspricht, von einem Kontaktpotential abgesehen, der angelegten Spannung, wie die Gegenspannungskurven in Fig. 5 zeigen. Dies deutet darauf hin, daß die Stellen, an denen die Protonen entstehen, auf der Oberfläche oder in unmittelbarer Nähe der Oberfläche der *Li*-Anode liegen. — Die kleinste erreichbare Geschwindigkeit liegt zweifellos recht tief.

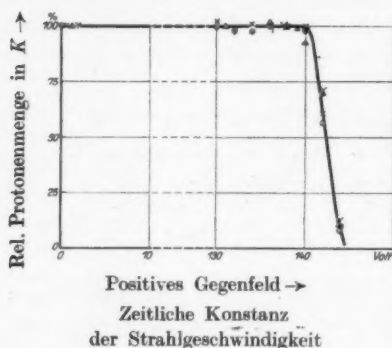
Hr. Dempster gibt an, daß er mit seiner Apparatur noch 14 Volt-Strahlen hinreichender Intensität erhalten hat. Bei unserer Apparatur haben wir mit Strahlen bis zu 23 Volt Geschwindigkeit gemessen, während



Positives Gegenfeld →  
Gegenspannungskurven  
Beschleunigung 20 Volt : ○  
Beschleunigung 30 Volt : ×  
Beschleunigung 140 Volt : △

Fig. 5

wir mit der Dempsterschen Apparatur zeitweise noch 5 Volt-Strahlen feststellen konnten. Die Dempstersche Halbkreisapparat scheint sich in dieser Beziehung günstiger zu verhalten als unsere Viertelkreisapparatur, was vielleicht auf den bekannten Fokussierungseigenschaften des magnetischen Halbkreises beruht. Günstige Bedingungen, speziell für die Entstehung sehr langsamer Protonen, werden zur Zeit noch bei uns untersucht. Die folgende Arbeit in diesem Annalen-



bei Beginn der Messung:				
30 Min. nach	"	"	"	×
50 "	"	"	"	△
70 "	"	"	"	λ

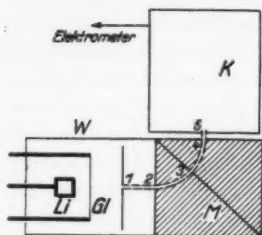
Fig. 6

unmittelbare Nachprüfung der Gegenspannungskurven über längere Zeiträume stets zu einwandfreien Ergebnissen führte (Fig. 6). Ob diese kleinen Störungen daher kommen, daß die verschiedenen Teile der *Li*-Oberfläche in ihrer Emission wechseln oder ob sie auf irgendwelchen Änderungen der Spannungsverteilung im Glühdrahtraum beruhen, läßt sich nicht einwandfrei entscheiden. Das Magnetfeld blieb hierbei jedenfalls, wie eine genaue Nachprüfung ergab, streng proportional zur Magnetspulenstromstärke.

Zum Schluß sollen die Ergebnisse einiger Versuche mitgeteilt werden, die einen direkten Vergleich dieser Methode mit der Gasentladungsmethode zum Ziel hatten. Fig. 7a zeigt das zum Teil schon in Fig. 1 wiedergegebene Schema der

heft begnügt sich zunächst mit gut definierten Strahlen bis zu 30 Volt Geschwindigkeit herab. — Die Konstanz der Geschwindigkeit des so erhaltenen Protonenstrahls ist befriedigend. Es zeigte sich zwar, daß bei längerer Benutzung zuweilen das Magnetfeld nachgestellt werden mußte, um wieder maximale Intensität in *K* zu erhalten; es handelt sich hierbei aber um sekundäre Störungen, deren Grund wir nicht feststellen konnten, da die

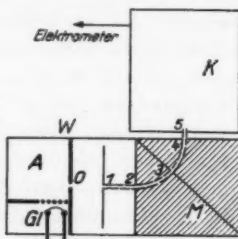
„Lit  
zeig  
das



„Lithiummethode“

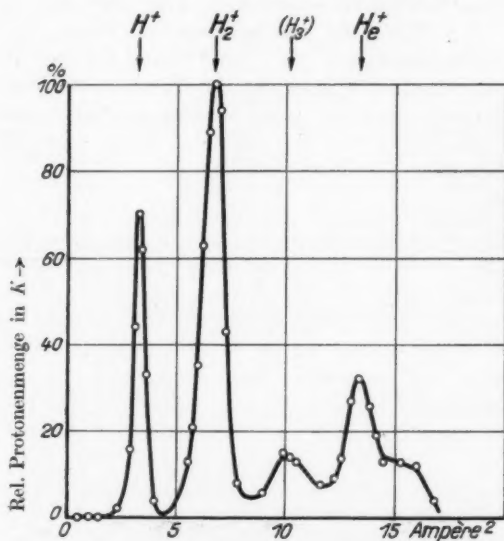
Vergleich der beiden Methoden zur Protonenerzeugung

Fig. 7a



„Gasentladungsmethode“

Fig. 7b



Quadrat der Magnetspulenstromstärke →

Gasionen bei Helium-Wasserstoff-Füllung

Druck:  $76 \cdot 10^{-4}$  mm Hg

Fig. 8

„Lithiummethode“ mit Magnetfeld und Auffangkäfig, Fig. 7b zeigt das Schema der benutzten „Gasentladungsmethode“, das dem anderen möglichst genau nachgebildet wurde. Die

Apparaturteile, die in beiden Anordnungen voneinander abweichen, sind durch fetten Druck hervorgehoben, alle schwach ausgezogenen Teile sind beiden Anordnungen gemeinsam. Die vom Glühdraht *Gl* mit 100 Volt Geschwindigkeit ausgehenden Elektronen (Fig. 7b) erzeugen in dem feldfreien Gasraum *A* Ionen, die aus der Blende *O* herausdiffundieren. Diese Ionen werden durch das Beschleunigungsfeld zwischen *O* und *I* auf die gewünschte Geschwindigkeit gebracht und können dann mit Hilfe des Magnetfeldes analysiert werden. Bei Füllung mit Helium und Spuren von Wasserstoff ergab sich die magnetische Verteilungskurve, Fig. 8. Da die Quadrate der Magnetspulenstromstärken, die sich wie 1:2 (:3):4 verhalten, den Massen proportional sind, ist die Deutung dieser Maxima nur durch  $H^+$ ,  $H_2^+$  ( $H_3^+$ ),  $He^+$  möglich; speziell wurde der Fortfall des vierten Maximums ( $He^+$ ) bei Füllung nur mit Wasserstoff geprüft. Das erste, hier als  $H^+$  identifizierte Maximum liegt aber unter gleichen Geschwindigkeitsbedingungen bei demselben Abszissenwert, bei dem das nach der Lithiummethode gefundene  $H^+$ -Maximum liegt.<sup>1)</sup>

1) Die Abszissen von Fig. 8 und Fig. 2 lassen sich nicht unmittelbar vergleichen, weil die Spulenwindungszahl des Elektromagneten bei beiden verschieden ist.

(Eingegangen 10. Januar 1931)

## **Über den Wirkungsquerschnitt von Gasmolekülen gegenüber langsamen Protonen**

**Von C. Ramsauer, R. Kollath  
und D. Lilienthal<sup>1)</sup>**

(Aus dem Forschungsinstitut der AEG)

(Mit 15 Figuren)

### **Vorbemerkung**

Bei der Erweiterung des Wirkungsquerschnittbegriffs auf Protonen erscheint es zweckmäßig, zunächst die ursprüngliche Definition des Begriffs und ihre Verifizierbarkeit durch das Experiment auf Grund der zur Zeit geltenden theoretischen Anschauungen und der bisher gewonnenen unmittelbaren Erfahrungen kurz zu besprechen.

Der Wirkungsquerschnitt<sup>2)</sup> eines Moleküls gegenüber einem Elektron bestimmter Geschwindigkeit wird definiert als derjenige Querschnitt, welcher in *irgendeiner Weise*, sei es festhaltend oder bremsend oder ablenkend, auf das Elektron wirkt. Diese Definition war ursprünglich empirisch gemeint, d. h. mit der selbstverständlichen Einschränkung: soweit diese

1) Die Gesamtuntersuchung (diese und die unmittelbar vorhergehende Annalenarbeit) hat etwa  $2\frac{1}{2}$  Jahre in Anspruch genommen. Die Mitarbeit von Dorothee Lilienthal umfaßt die erste Hälfte, die Mitarbeit von R. Kollath die zweite Hälfte dieser Zeit.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit sollten bereits auf dem 6. deutschen Physiker- und Mathematikertag in Königsberg, September 1930, von R. Kollath vorgetragen werden, dieser Vortrag mußte aber wegen Erkrankung des Vortragenden ausfallen. Eine kurze Inhaltsangabe des Vortrags befindet sich in den Naturwiss. 18. S. 1069. 1930. Heft 47—49.

2) Wir sprechen der Einfachheit wegen von dem Wirkungsquerschnitt als einer bestimmten Größe, sind uns aber bewußt, daß es sich um einen Durchschnittswert handelt insofern, als das Molekül dem Elektron gegenüber die verschiedensten Raumlagen annehmen kann.

Einwirkungen innerhalb der Meßgrenzen der benutzten Apparatur liegen.<sup>1)</sup> Damit braucht aber nicht gesagt zu sein, daß der so gemessene Wirkungsquerschnitt nicht doch, über diese apparative Definition hinaus, die Bedeutung eines bestimmten Grenzwertes besitzt. Zur Prüfung dieser Frage untersuchen wir die Teilquerschnitte<sup>2)</sup>, den festhaltenden Querschnitt  $q_{\text{fest}}$ , den bremsenden Querschnitt  $q_{\text{brems}}$  und den ablenkenden Querschnitt  $q_{\text{abl}}$ .

$q_{\text{fest}}$ . Das Elektron muß, um vom Molekül festgehalten werden zu können, innerhalb einer gewissen Entfernung vom Molekülmittelpunkt vorbeifliegen. —  $q_{\text{fest}}$  ist also räumlich begrenzt.

$q_{\text{brems}}$ . Da das Elektron erfahrungsgemäß stets nur einen stufenartigen Geschwindigkeitsverlust erleidet, und da zu solchen endlichen Energieübertragungen eine bestimmte Nähe des Moleküls notwendig ist, so muß es eine Grenze geben, jenseits deren überhaupt keine bremsende Wirkung mehr eintritt. —  $q_{\text{brems}}$  ist also ebenfalls räumlich begrenzt.<sup>3)</sup>

$q_{\text{abl}}$ . Die klassische elektrostatische Anschauung fordert eine unendliche Größe des Moleküls, sie fordert aber auch eine allgemeine Zunahme der Wirkung mit abnehmender Elektronengeschwindigkeit. Diese letztere Forderung widerspricht den experimentellen Ergebnissen. Damit ist auch die Gültigkeit der ersten Forderung höchst zweifelhaft geworden, d. h. es ist denkbar, daß das Elektron außerhalb einer bestimmten Grenze überhaupt nicht mehr abgelenkt wird, daß also  $q_{\text{abl}}$  ebenfalls eine feste Grenze besitzt. (Hierfür spricht vielleicht noch eine andere Überlegung. Tatsächlich ist die Ablenkung des Elektrons durch das Molekül nach dem Impulssatz nur möglich, wenn sich gleichzeitig die Geschwindigkeit des Elek-

1) Vgl. C. Ramsauer, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik 19. S. 346—347. 1923. „Hierbei muß jedoch besonders hervorgehoben werden, daß die Größe des gesamten Wirkungsquerschnitts experimentell davon abhängt, wie geringe Richtungs- und Geschwindigkeitsänderungen nach dem Genauigkeitsgrad der Methodik noch zur Beobachtung gelangen können.“

2) Näheres über die Teilquerschnitte vgl. E. Brüche, Ztschr. f. Phys. 47. S. 114. 1928.

3) Wir haben hier diese etwas rohe Darstellung wegen ihrer Anschaulichkeit vorgezogen; über die Möglichkeit verfeinerter Darstellung vgl. S. 712, Anm. 1.

trons ändert. Entschließt man sich also (trotz vieler Bedenken!), die Quantenanschauung auch auf diese Geschwindigkeitsänderungen anzuwenden, so gelten die obigen Überlegungen auch für die Richtungsänderungen, d. h.  $q_{abl}$  ist gerade so begrenzt wie  $q_{brems}$ ).

Alles in allem fordern also diese einfachen theoretischen Überlegungen nicht unbedingt die Unendlichkeit des Moleküls gegenüber dem Elektron, sie scheinen eher für eine räumliche Begrenzung und damit für eine bestimmte Größe des Wirkungsquerschnitts zu sprechen. Wir wollen jetzt sehen, wie weit sich diese Fragen auf Grund des bisher gewonnenen experimentellen Materials entscheiden lassen. Zur Erleichterung der Übersicht stellen wir die drei an sich denkbaren Fälle einander gegenüber:

1. Die Wirkung des Moleküls auf das Elektron ist räumlich begrenzt, der Wirkungsquerschnitt besitzt also eine bestimmte endliche Größe.

2. Die Wirkung des Moleküls auf das Elektron ist räumlich unbegrenzt, fällt aber schließlich so schnell ab, daß man praktisch von einem bestimmten Wirkungsquerschnitt sprechen kann.

3. Die Wirkung des Moleküls auf das Elektron ist räumlich unbegrenzt und fällt so allmählich ab, daß der Begriff des Wirkungsquerschnitts jede allgemeinere Bedeutung verliert.

Es ist jetzt zunächst experimentell festzustellen, ob der Wert des Wirkungsquerschnitts sich bei weiterer und weiterer Verfeinerung der Meßmethodik einer bestimmten Grenze nähert oder ob er dauernd weiter wächst. Diese Frage läßt sich noch nicht endgültig entscheiden, eins scheint aber schon jetzt festzustehen, daß nämlich zum mindesten der Fall 3 dieser Zusammenstellung nicht zutrifft. Sonst wäre es nicht möglich, daß die verschiedenen Methoden durchweg sehr naheliegende Werte ergeben. Man vergleiche hierzu z. B. die Zusammenstellung von K. K. Darrow<sup>1)</sup>, speziell S. 680 oben. Ferner wäre es sonst nicht möglich, daß die gemessenen Wirkungsquerschnitte in überraschend weiten Grenzen von der Größe der Blenden unabhängig sind, was erst kürzlich

---

1) K. K. Darrow, Contemporary advances in physics XXI. The Bell-System Techn. Journ. 9. S. 668—696. 1930. No. 4.

von M. C. Green<sup>1)</sup> nachgewiesen wurde.<sup>2)</sup> Das heißt aber: Die gemessenen Wirkungsquerschnitte haben wenigstens praktisch insofern eine bestimmte Bedeutung, als sie sich bei Verfeinerung der Methodik nur wenig ändern. Ob dies eine feste Grenze des Moleküls oder nur einen sehr schnellen Abfall der Wirkung bedeutet, könnte allerdings nur durch so wesentliche Verfeinerungen der Meßverfahren entschieden werden, wie sie zur Zeit kaum zu erhoffen sind.

Wir wenden uns jetzt zum Wirkungsquerschnitt des Moleküls gegenüber *Protonen* verschiedener Geschwindigkeit. Hier tritt eine neue Möglichkeit auf, die Korpuskeln aus dem Strahl auszuschneiden, nämlich die Neutralisation durch Aufnahme eines Elektrons. Dieser neue Teilquerschnitt hat analog wie  $q_{\text{fest}}$  und  $q_{\text{brems}}$  eine bestimmte endliche Größe, da eine Grenze bestehen muß, jenseits deren diese Wirkung nicht mehr eintreten kann. Im übrigen gelten prinzipiell ganz die gleichen Überlegungen für Protonen wie für Elektronen, wenn auch die größere Masse und das entgegengesetzte Ladungsvorzeichen erhebliche Unterschiede im einzelnen bedingen.<sup>3)</sup>

1) M. C. Green, Phys. Rev. **36**, S. 239. 1930.

2) Anmerkung bei der Korrektur. Soeben ist eine Arbeit von R. Ronald Palmer: „The effect of resolving power on measurements of the absorption Coefficient of electrons in Gases“ erschienen (Phys. Rev. **37**, S. 70—81. 1931), der wesentlich andere Resultate erhält wie M. C. Green, ohne daß der Grund bisher aufgeklärt ist.

3) Wir wollen an dieser Stelle die obigen Überlegungen, bei denen es ursprünglich in erster Linie auf Einfachheit und Anschaulichkeit ankam, noch etwas verfeinern. Wir stellen uns hierbei, um nicht immer von Durchschnittswerten reden zu müssen, das Molekül als kugelsymmetrisch vor.

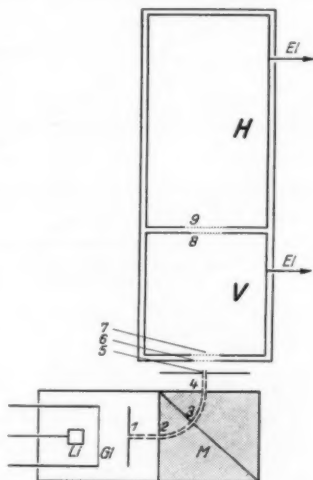
Wir sind im obigen davon ausgegangen, daß einer bestimmten Länge des Lotes vom Molekülmittelpunkt auf die Anfluggerade des Elektrons eine bestimmte Wirkung entspricht. Dies braucht nicht der Fall zu sein, da außer den räumlichen auch noch zeitliche Bedingungen zu berücksichtigen sind, insofern nämlich, als die augenblickliche Konfiguration des Molekülsystems zum Elektron die Wirkung beeinflussen muß. — Man kann diesen Sachverhalt auch in der Form eines Wahrscheinlichkeitsgesetzes darstellen. Es tritt dann an Stelle der festen Grenzen, innerhalb deren *alle* Elektronen und außerhalb deren *keine* Elektronen die betreffende Einwirkung erfahren, ein Wahrscheinlichkeitswert als Funktion der Länge des obengenannten Lotes. Diese Funktion ist nicht näher bekannt, nimmt aber schließlich nach außen ab. Dann wäre der Wirkungsquerschnitt diejenige



### Schema der Versuchsanordnung und Meßprinzip

Die ersten Versuche wurden mit Hilfe einer Apparatur ausgeführt, die der von A. J. Dempster<sup>1)</sup> genau nachgebildet war. Nach vielen Vorversuchen schien es aber für die spezielle Fragestellung dieser Arbeit günstiger, die in Fig. 1 schematisch dargestellte Anordnung zu benutzen. Sie besteht im wesentlichen aus drei Teilen: Dem Erzeugungsraum der Protonen, einem Magnetfeld, der Meßkäftanordnung.

Bei der Beschreibung des Erzeugungsraumes der Protonen können wir uns hier auf das rein Prinzipielle beschränken, da alle Einzelheiten in der in diesem Annalenheft direkt vorangehenden Arbeit: „Über die Erzeugung von Protonen“<sup>2)</sup> genau beschrieben sind. Ein Schutzzylinder *W* enthält ein Gefäß mit metallischem Lithium *Li*, einen Glühdraht *Gl* und die Blende 1. *Li* liege gegenüber *W* auf positivem Potential, *Gl* gegenüber *W* auf negativem Potential. Dann



Maßstäbliches Schema  
der Versuchsanordnung

Fig. 1

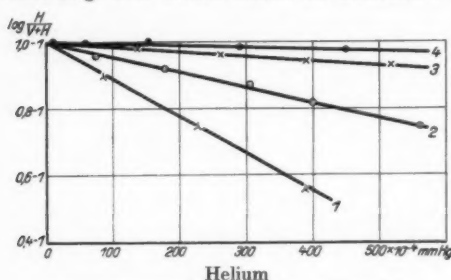
fiktive Fläche mit der Wirkungswahrscheinlichkeit 1, deren Wirkung mit der tatsächlich vorhandenen Wirkung äquivalent ist.

Es mag in diesem Zusammenhang zum Schluß noch auf einen interessanten Unterschied zwischen den Aussagen der klassischen Theorie und der Wellenmechanik aufmerksam gemacht werden: Nach der klassischen Theorie gibt es überhaupt kein Elektron, das streng genommen unbeeinflusst auch in größerer Entfernung an einem Molekül vorbeifliegen kann. Im Gegensatz dazu gibt es bei der Wellenmechanik eine von Null verschiedene Wahrscheinlichkeit für das Fehlen jeder Beeinflussung, oder mit anderen Worten, in der Wellenmechanik bleibt ein Teil der Intensität der einfallenden ebenen Welle völlig unbeeinflusst. Die Wellenmechanik spricht also für die Möglichkeit einer vom Meßapparat unabhängigen Definition des „Wirkungsquerschnitts“.

1) A. J. Dempster, Phil. Mag. 3. S. 115. 1927.

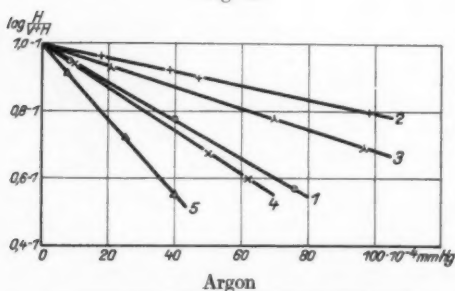
2) Von jetzt in dieser Arbeit zitiert als „Ann. I“.

lösen die von *Gl* auslaufenden und namentlich auf *Li* auftreffenden Elektronen an der Oberfläche von *Li* neben anderen Ionen auch Protonen aus; diese werden zwischen *Li* und 1 beschleunigt und treten durch die Blenden 1 und 2 als Protonenstrahl in das Feld des Magneten *M* ein.



„Druckgerade“	1	2	3	4
Geschwindigkeit in $\sqrt{\text{Volt}}$	5,5	8,9	25	40

Fig. 2a



„Druckgerade“	1	2	3	4	5
Geschwindigkeit in $\sqrt{\text{Volt}}$	5,5	13,2	16,7	27,4	40,0

Fig. 2b

befreit ihn von allen anderen sonst noch an *Li* ausgelösten Ionenarten.

Dieser homogene Protonenstrahl kann zwischen den Blenden 4, 5 und 6 nochmals beschleunigt werden; er tritt dann mit der für die Messung gewählten Endgeschwindigkeit in die

Das Magnetfeld wird durch einen Elektromagneten mit rechteckigem Eisenkern erzeugt, seine Kraftlinien stehen senkrecht zur Zeichenebene. Die Stärke des Magnetfeldes wird durch Variation der Magnetspulenstromstärke so gewählt, daß der Protonenstrahl auf dem gestrichelten Viertelkreis die Blenden 2, 3, 4 durchläuft und

den Magneten nach oben gerichtet verläßt. Das Magnetfeld homogenisiert den Protonenstrahl in bezug auf seine Geschwindigkeit und

M  
H  
be  
EL  
sch  
un  
sch  
ge

Me  
mi  
ges  
in  
die  
ha  
un

(1)

we  
„D  
die  
un  
der  
Pur  
des

Qu  
Wi  
füh  
Ges  
der  
tro  
que  
auc  
zeit  
lich

Log

Meßkäfiganordnung ein, die von einer geerdeten metallischen Hülle umgeben ist. Diese Meßanordnung besteht aus den beiden Käfigen  $V$  und  $H$ , die einzeln oder zusammen mit dem Elektrometer verbunden werden können. Die ganze eben beschriebene Versuchsapparatur steht auf einer Kupferplatte unter einer mit Fett gedichteten Glasglocke, in der verschiedene Gasdrucke durch eine Gasströmungseinrichtung hergestellt werden können.

Die Messung selbst geht ganz ähnlich vor sich wie die Messung des Wirkungsquerschnitts gegenüber Elektronen: mit den zusammengeschalteten Käfigen  $V$  und  $H$  wird die gesamte Protonenmenge gemessen, die durch die Blende 7 in die Meßkäfige eintritt, mit dem Käfig  $H$  allein ( $V$  geerdet) die Protonenmenge, die den Raum  $V$  unbeeinflußt durchlaufen hat. Wird diese Messung für zwei verschiedene Drucke  $p_1$  und  $p_2$  durchgeführt, so gilt die Gleichung:

$$(1) \quad Q_{\text{wirk}} = \frac{2,3}{(p_2 - p_1) \cdot l} \cdot \left[ \left( \log \frac{H}{V + H} \right)_{p_1} - \left( \log \frac{H}{V + H} \right)_{p_2} \right], \quad 1)$$

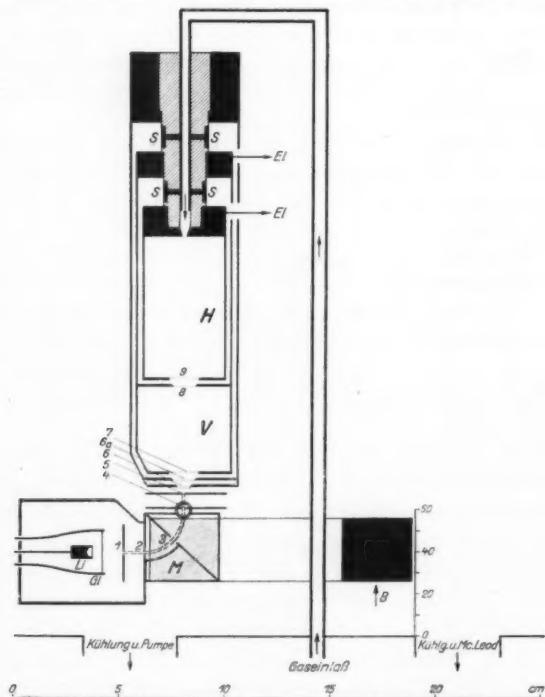
welche bei weiterer Variation des Druckes zu den bekannten „Druckgeraden“ führt. Fig. 2a, b zeigt zwei Meßbeispiele für die logarithmische Druckabhängigkeit von  $\frac{H}{V + H}$  in Helium und Argon bei verschiedenen Protonengeschwindigkeiten. Aus der Neigung je einer solchen Druckgeraden ergibt sich je ein Punkt der Kurven in den Meßergebnissen, die die Abhängigkeit des Querschnitts von der Protonengeschwindigkeit darstellen.

Es muß hervorgehoben werden, daß der so gemessene Querschnitt strenggenommen nicht identisch mit dem Gesamt-Wirkungsquerschnitt ist. Infolge der geradlinigen Strahlführung im Käfig  $V$  werden nämlich solche Protonen, die einen Geschwindigkeitsverlust ohne Richtungsänderung erleiden, von der Meßanordnung als „unbeeinflußt“ registriert. Wir benutzen trotzdem der Einfachheit wegen den Ausdruck „Wirkungsquerschnitt“ (im folgenden abgekürzt als WQ). Wir glauben auch nicht, daß Geschwindigkeitsverminderungen ohne gleichzeitige Richtungsänderungen so häufig sind, daß sie eine wesentliche Vergrößerung der gemessenen WQ-Werte bedingen würden.

1) 2, 3 ist der Modul für die Umrechnung Briggscher in natürliche Logarithmen,  $l$  ist die Länge des Käfigs  $V$ .

**Experimentelle Einzelheiten**

Dieser Abschnitt ist speziell für Leser bestimmt, die selbst auf diesem Gebiet arbeiten; er kann überschlagen werden,



Einzelheiten der Versuchsapparatur im richtigen Maßstab

- : Messing (bzw. Eisenkern des Magneten)
- ▨ : Bernstein
- : Polschuh des Magneten

Fig. 3

ohne daß das Verständnis des übrigen darunter leidet. Fig. 3 zeigt die Konstruktion der Versuchsapparatur in ihren Einzelheiten im richtigen Maßstab, Fig. 3a eine Photographie, die ein anschauliches Bild von ihrem wirklichen Aussehen geben soll.

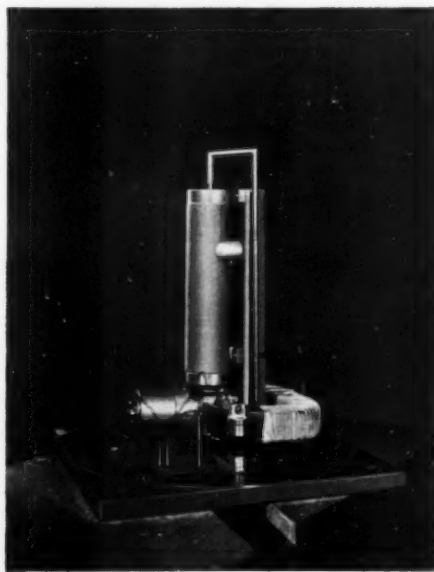
*Erzeugung der Protonen — Weg des Protonenstrahls — Blendendimensionen.* — Die Erzeugung der Protonen durch

Bombardement einer Lithium-Oberfläche mit Elektronen wurde in „Ann. I“ im einzelnen beschrieben. Der Weg des Protonenstrahls von *Li* durch die Blenden 1 bis 9 ist schon in dem Schema der Versuchsanordnung (Fig. 1) dargelegt worden. Hier mögen nur noch die Dimensionen der Blenden nachgeholt werden, die in Fig. 3 mit ihrer Schmalseite in der Bildebene liegen:

Blende 1	:	1,5 × 3,0 mm
„ 2, 4, 5	:	1,1 × 3,0 „
„ 3	:	4,0 × 3,0 „
„ 6	:	6,0 × 9,0 „
„ 6a, 8	:	10,0 × 15,0 „
„ 7, 9	:	13,0 × 18,0 „

*Käfiganordnung.* — Der Meßkäfigraum ist gegen Felddurchgriff durch mehrfache feine Golddrahtnetze geschützt (Drahtdicke 0,05 mm, Fadenabstand etwa 1 mm). Bei der

Ausbildung des Käfigraums wurde besonders darauf geachtet, daß die gesamte geometrische Anordnung am Eintritt in den Käfig *V* mit der am Eintritt in den Käfig *H* gut übereinstimmt, damit eventuell Fehler, z. B. durch Reflexion und Sekundärstrahlung, an den Netzdrähten sich möglichst bei der Messung mit *V + H* bzw. *H* herausheben.<sup>1)</sup> Der Käfig *V* ist 40 mm lang bei einem



Photographie der Versuchsanordnung zur Messung des Wirkungsquerschnitts von Gasmolekülen gegenüber langsamen Protonen

Fig. 3a

1) Vgl. auch den Absatz über „langsame geladene Teilchen als Fehlerquelle“ auf S. 721.

Durchmesser von 45 mm, der Käfig *H* 70 mm tief bei einem Durchmesser von 40 mm. Die beiden Käfige *V* und *H* können einzeln oder zusammen mit einem Elektrometer verbunden werden. Um bei höheren Aufladungen der Käfige gegeneinander und gegen Erde (Gegenspannungskurven) Kriechströme über den Haltebernstein zu vermeiden, wurde dieser durch metallische Schutzringe *S* unterbrochen, die auf demselben Potential wie der gerade benutzte Meßkäfig gehalten werden können. Die Einführung des (strömenden) Gases erfolgt durch eine kleine Öffnung an der Rückseite des Käfigs *H*.

*Druckfragen.* — Diese Apparatur steht auf einer Kupferplatte unter einer aufgeschliffenen, mit Fett gedichteten Glasglocke; zwei große Öffnungen in der Kupferplatte (Durchmesser 45 und 40 mm) führen direkt in Kühlrohre, die in flüssiger Luft stehen. Das eine der beiden Rohre führt weiter zur Stahldiffusionspumpe, das andere zum Manometer. Der Gasdruck wird dadurch aufrechterhalten, daß aus einem größeren Vorratsgefäß mit einigen Zentimetern Druck das Gas durch eine enge Kapillare in die Apparatur einströmt. Durch Änderung des Vordrucks kann der Gasdruck beliebig eingestellt werden. Die benutzten Drucke bewegen sich zwischen  $1 \cdot 10^{-4}$  und  $500 \cdot 10^{-4}$  mm Hg. Kontrollversuche, bei denen ein genau geeichter MacLeod durch ein Rohr unmittelbar am Käfig *V* lag, ergaben, daß die Druckwerte im Käfig *V* um 10 Proz. höher lagen, als der gewöhnlich benutzte MacLeod (rechtes Kühlrohr in Fig. 3) sie angab. Alle Querschnittswerte wurden dementsprechend um 10 Proz. auf den wahren Druck im Käfig *V* umgerechnet. Bestätigt wurde das richtige Arbeiten der Apparatur und speziell die Richtigkeit der Druckmessungen durch Vergleich einer Wirkungsquerschnittsmessung in Argon gegenüber Elektronen<sup>1)</sup> mit der von Normand angegebenen Argonkurve: Unsere beiden Wirkungsquerschnittsmessungen bei 60 und bei 100 Volt Elektronengeschwindigkeit (○) stimmen mit der Kurve von Normand (—) in Fig. 4 gut überein.

*Gasreinheit.* — Sämtliche Gase wurden von der Griesogen Verkaufs-G. m. b. H. bezogen: Helium als spektralrein; Neon mit 99 Proz. Neon, 1 Proz. Helium; Argon als chemisch rein;

1) Für diese Messung brauchte nur der Magnetspulenstrom umgepolt zu werden, da ein elektronenemittierender Glühdraht im Erzeugungsraum vorhanden ist.

Wasserstoff und Stickstoff als „reinst“.) Die Freiheit des eingeführten Gases von allen Dämpfen wird dadurch erreicht, daß das Gas vor seinem Eintritt in die Apparatur einer Kühlung mit flüssiger Luft unterworfen wird. Andererseits tritt keine merkliche Störung durch Fettdämpfe aus der Glasglocke auf, da diese Dämpfe durch reichliche Kühlung größtenteils kondensiert werden und da der in die Käfige eindringende Restbetrag jedenfalls konstant ist, wie das Verhalten der „Druckgeraden“ zeigt. Als Temperatur des Gases ist die mittlere Temperatur der Umgebung ( $20^{\circ}\text{C}$ ) anzunehmen, weil das Gas nach der Kühlung durch eine 40 cm lange Glaskapillare vom Durchmesser 0,3 mm und dann noch durch eine lange Messingröhre (vgl. Fig. 3) strömen muß.

*Drehung des Elektromagneten.* — Der Magnet M, an dem der Erzeugungsteil der Protonen

sowie die beiden Blenden 4 und 5 fest montiert sind, kann um den Mittelpunkt der Blende 4 (Doppelkreis in Fig. 3) durch Verstellen der Schraube B gedreht werden, wobei die Größe der Drehung auf einer Skala rechts am Magneten abgelesen wird. Der Zweck dieser Vorrichtung besteht darin, den Protonenstrahl in eine möglichst günstige Richtung zu den Blenden 6 bis 9 der Auffangkäfige zu bringen. Diese Einstellung wurde bei jeder Änderung der Beschleunigungsspannungen zwischen den Blenden 4, 5, 6 neu bestimmt, da sich ein sekundärer Einfluß der Beschleunigungsspannung auf die Richtung des Strahls bemerkbar machte. Ebenso hatte es sich gezeigt, daß es einen Unterschied macht, in welcher Weise die beschleunigende Spannung auf das Blendenpaar 4/5 und auf das Blendenpaar 5/6 verteilt wird. Es erwies sich

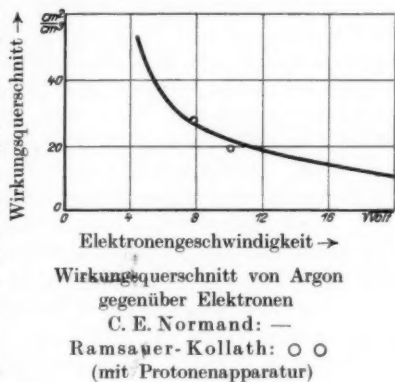


Fig. 4

1) Bei diesen direkten Querschnittsmessungen geht nur die Prozentzahl der dem Gas beigemengten Verunreinigungen als Fehler ein, was an dieser Stelle nochmals ausdrücklich betont sei.

am günstigsten, bis 150 Volt Zusatzspannung zwischen den Blenden 4 und 5 und den über 150 Volt hinausgehenden Spannungsbetrag zwischen 5 und 6 anzulegen. Bestimmte Gründe für diese Erscheinungen lassen sich nicht angeben, es handelt sich wahrscheinlich um Feldeigenschaften, die durch kleinere geometrische Unregelmäßigkeiten bedingt werden.

*Schaltung.* — Von den Einzelheiten der Schaltung sei hier ergänzend zum vorigen Abschnitt nur erwähnt, daß an die Elektrometerleitung eine Kapazität und ein hochohmiger Ableitungswiderstand (Größenordnung  $10^9$  Ohm) angeschaltet werden konnte. Die Kapazität soll beim Auffangen sehr verschiedener Protonenmengen in  $V+H$  und  $H$  einen genaueren Vergleich ermöglichen, ohne daß die Elektrometerempfindlichkeit geändert werden muß. Ein zweiter Vorteil der Kapazität liegt darin, daß auch bei großen Intensitäten die Aufladung des Elektrometers während der Messung einige Zehntel Volt nicht übersteigt. — Der hochohmige Ableitungswiderstand wird überall da mit Vorteil benutzt, wo bei Variation der Versuchsbedingungen maximale Intensität gesucht wird, so z. B. bei Aufnahme von magnetischen Verteilungskurven. Jeder gemessenen Menge entspricht dann ein bestimmter Ausschlag, der sich in einigen Sekunden einstellt. Die eigentlichen Messungen wurden jedoch immer nach Abschaltung dieses Widerstandes durch Messung der Aufladezeit für eine bestimmte Anzahl Skalenteile ausgeführt, wodurch eventuelle Fehler durch mangelhafte Skalenlinearität des Elektrometers vermieden werden.

*Meßbeispiel.* — Eine Wirkungsquerschnittmessung für beispielsweise 472 Volt Protonengeschwindigkeit geht im einzelnen folgendermaßen vor sich. Beschleunigungsspannungen: 30 Volt vor dem Magnet, 150 Volt zwischen Blende 4 und 5, die übrigen 282 Volt zwischen Blende 5 und 6. Es wird dann zunächst diejenige Stellung der Schraube  $B$  und diejenige Größe des Magnetspulenstromes aufgesucht, die zusammen maximale Intensität in Käfig  $H$  ergeben. Dann werden die Messungen für mehrere Drucke in steigender Reihenfolge durchgeführt. Hierbei wird das Magnetfeld ständig kontrolliert und nachgestellt, falls sich im Laufe der Zeit die Anfangsbedingungen der Protonenemission etwas geändert haben sollten.<sup>1)</sup> Tab. 1 gibt ein Meßbeispiel in Argon, um die Anzahl

1) Vgl. „Ann. I“, S. 713.

der  
zu  
Datum  
Magnetspulen-  
stromstärke  
in Amp.  
50,0  
50,0  
48,0  
Ü  
Se  
be  
lo  
6/  
de  
po  
di  
Po  
Ar  
W  
E  
po  
M  
al  
ti



der Einzelmessungen und das Verfahren der Auswertung zu zeigen.

Tabelle 1

Meßbeispiel

Datum: 25. 4. 30. Beschleunigung: 472 Volt. Gas: Argon. Kapazität an  $V+H$ 

gemessen						errechnet				
Magnetspulen- stromstärke in Amp.	Druck in 10 <sup>-4</sup> mm Hg	Aufladezeit in Sekunden				Zahl der Skalenteile	Aufladezeit gemittelt		log $\frac{H}{V+H}$	Q <sub>wirk</sub>
		V + H		H			V + H	H		
50,0	0	6,00	6,06	5,40 5,38	5,38 5,52	30	6,03	5,39	1,051	1,048 — 1
		6,06	6,10				6,08	5,45	1,045	
		5,98	6,04				6,01			
50,0	64,5	5,30	5,42	8,92 8,88 8,72	8,94 9,06 9,06	20	5,36	8,93	0,776	0,771 — 1
		5,32	5,30				5,31	8,97	0,768	
		5,24	5,20				5,22	8,89	0,768	
		5,24	5,16				5,20			
48,0	121	6,90	6,76	20,68 20,88 19,80	20,88 20,88 19,80	10	6,83	20,68	0,521	0,523 — 1
		6,80	7,00				6,90	20,88	0,517	
		6,86	6,86				6,86	19,80	0,531	
		6,48	6,72				6,60			

Graphisch ermittelt aus der  
Neigung der „Druckgeraden“  
zu: 25,0 cm<sup>2</sup>/cm<sup>3</sup>.

Graphisch ermittelt aus der  
Neigung der „Druckgeraden“  
zu:  $25,0 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$

*Langsame geladene Teilchen als Fehlerquelle.* Eine kleine Überlegung zeigt, daß an den Netzen eventuell ausgelöste Sekundärelektronen für die Wirkungsquerschnittsmessungen auch beim Anlegen von kleinen Potentialen an die Meßkäfige einflußlos bleiben: die an den beiden völlig gleichen Netzanordnungen 6/7 bzw. 8/9 ausgelöste Menge von Sekundärelektronen ist der primären Protonenmenge an diesen beiden Stellen proportional, der Proportionalitätsfaktor sei  $C$ . Bringen wir jetzt die zusammengeschalteten Käfige  $V+H$  z. B. auf positives Potential gegen die Schutzhülle und bestimmen die positive Aufladung, so ist der Meßwert um den Faktor  $C$  zu kleineren Werten durch Heranziehung negativer Teilchen gefälscht. Erden wir jetzt den Käfig  $V$  und messen mit dem gegen  $V$  positiven Käfig  $H$  allein, so wird auch die in  $H$  aufgefangene Menge um den Faktor  $C$  zu kleineren Werten gefälscht. Da aber zur Ausrechnung des Wirkungsquerschnitts der Quotient  $\frac{H}{V+H}$  gebildet wird, hebt sich der Fehler heraus.

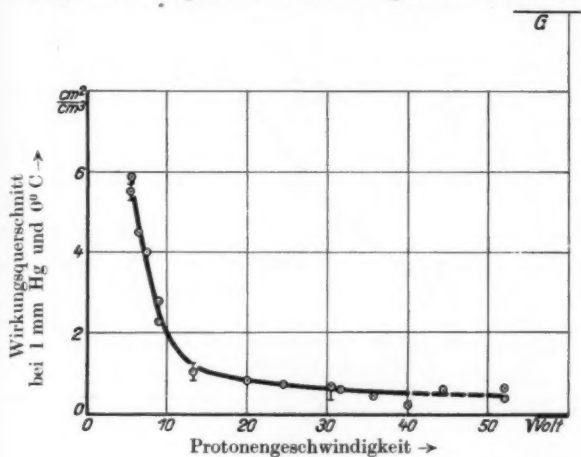
Was den etwaigen Einfluß im Gasraum gebildeter positiver oder negativer langsamer Teilchen betrifft, so sei auf die Versuche auf S. 123 dieser Arbeit hingewiesen, die ursprünglich den Zweck hatten, diese Frage zu klären. Aus den Ergebnissen dieser Versuche folgt:

a) Unterhalb 1000 Volt kommt diese Fehlerquelle überhaupt nicht in Betracht. — b) Oberhalb 1000 Volt bleibt eine positive Aufladung infolge des Auffangens von Protonen oder infolge von entsprechenden Kontaktpotentialdifferenzen ohne Einfluß. — c) Negative Kontaktpotentialdifferenzen würden oberhalb 1000 Volt verkleinernd auf die Meßergebnisse wirken, sind aber z. B. bei den Hauptversuchen in Argon (2000 Volt) nicht vorhanden gewesen, wie die Identität des Wertes für + 4 Volt Aufladung und für 0 Volt Aufladung beweist.

### Meßergebnisse

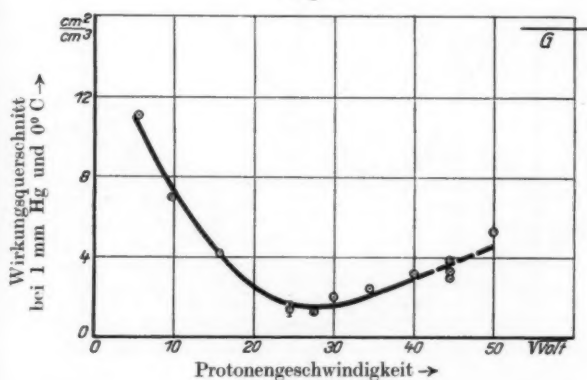
*Vorbemerkungen.* Die folgenden Figg. 5 bis 9 geben die Größe des Wirkungsquerschnitts in  $\text{cm}^2/\text{cm}^3$  bei 1 mm Hg und  $0^\circ \text{C}$  in Abhängigkeit von der Protonengeschwindigkeit in  $\sqrt{\text{Volt}}$  in den fünf untersuchten Gasen He, Ne, Ar,  $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$  an. Die Protonengeschwindigkeit (Abszisse) wurde hierbei bis zu 150 Volt direkt aus Gegenspannungskurven bestimmt, für höhere Geschwindigkeiten wurde die Geschwindigkeit der angelegten Beschleunigungsspannung gleichgesetzt. Der Wirkungsquerschnitt (Ordinate) wurde zu je einem Punkt aus der Neigung je einer „Druckgeraden“, entsprechend den Figg. 2a, b errechnet. — Wurde eine „Druckgerade“ durch die Meßpunkte nicht eindeutig festgelegt, so ist in Figg. 5 bis 9 der zugehörige Punkt der Wirkungsquerschnittskurve mit einem Strich in vertikaler Richtung versehen, dessen Länge den Bereich der Unsicherheit im Ordinatenmaßstab ergibt. — Von  $40 \sqrt{\text{Volt}}$  an sind die Wirkungsquerschnittskurven nur punktiert angegeben. Es bedeutet dies nicht eine Unsicherheit in den Einzelmessungen; wir wollen aber bei der Häufung der Fehlermöglichkeiten bei höheren Geschwindigkeiten den Messungen oberhalb 1500 Volt nicht den quantitativen Wert der Messungen bei kleineren Geschwindigkeiten zusprechen. Diese Punktierung ist also ganz allgemein durchgeführt, ohne Rücksicht auf die mehr oder weniger große Streuung der Meßpunkte in diesem Gebiet. — Die Abszissenmaßstäbe sind in Figg. 5 bis 9

gleich, die Ordinatenmaßstäbe sind der jeweiligen Größe des Wirkungsquerschnitts der einzelnen Gase angepaßt, um die Streuung der Meßpunkte und den genauen Kurvenverlauf



Helium

Fig. 5

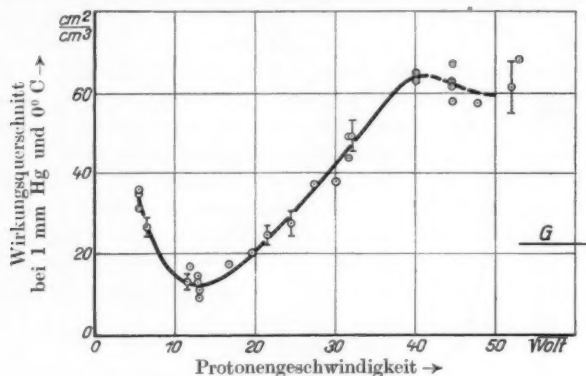


Neon

Fig. 6

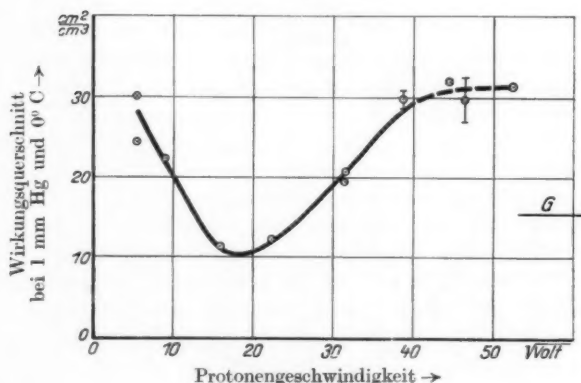
Der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Protonengeschwindigkeit besser hervortreten zu lassen. Einen direkten Vergleich der Ordinatenhöhen der verschiedenen Gase untereinander er-

möglicht Fig. 10 am Schluß dieser Meßergebnisse, wo alle Querschnitte in gleichen Maßstab aufgetragen sind. Die Größe der gaskinetischen Querschnitte<sup>1)</sup> wurde zum Vergleich



Argon

Fig. 7



Wasserstoff

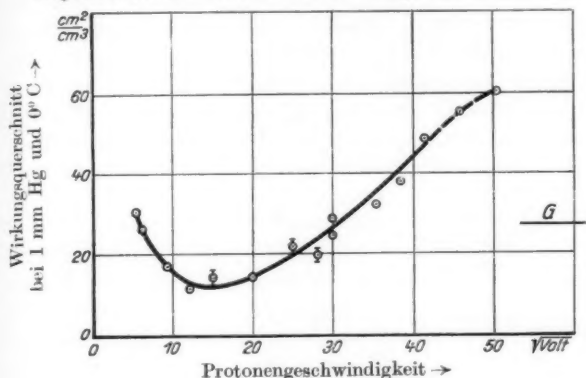
Fig. 8

Der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Protonengeschwindigkeit an der rechten Seite der Figg. 5—10 durch einen Strich markiert. — Die Umrechnung auf Lineargeschwindigkeit, zu

1)  $Q_{\text{Korr}}$  aus Landolt-Börnstein, 5. Aufl. 1923.

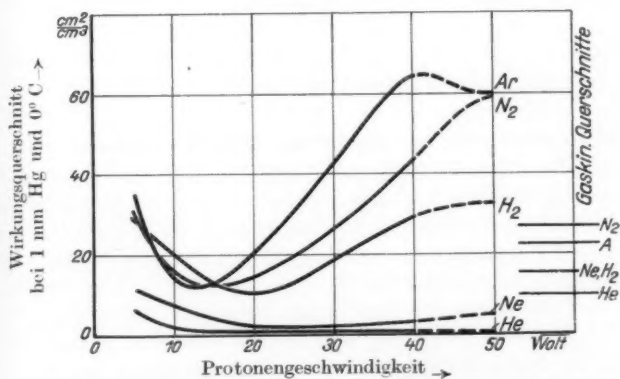
der ja die  $\sqrt{\text{Volt}}$ -Geschwindigkeit proportional ist, erfolgt nach der Formel:  $1 \sqrt{\text{Volt}} = 1,4 \cdot 10^6 \text{ cm/sec.}$

Ergebnisse: Sämtliche Kurven zeigen zunächst mit wach-



Stickstoff

Fig. 9



Zusammenstellung der fünf Gase im gleichen Maßstab

Fig. 10

Der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Protonengeschwindigkeit

sender Protonengeschwindigkeit einen wesentlichen Abfall des Wirkungsquerschnitts. Diesem Abfall folgt für weiter wachsende Protonengeschwindigkeiten bei Argon, Stickstoff, Wasserstoff,

Neon ein Wiederanstieg, wobei sich die Lage des Minimums in der Reihenfolge Ar, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, Ne zu höheren Protonengeschwindigkeiten verschiebt. Die Heliumkurve zeigt diesen Anstieg nicht, vermutlich aber nur deswegen, weil er in einem noch höheren Geschwindigkeitsbereich zu suchen ist. Außerdem sei noch hingewiesen auf die verschiedenen Relativwerte zum gaskinetischen Querschnitt, was am besten aus den Einzelfigg. 5—9 zu ersehen ist, sowie auf die außerordentlich großen Unterschiede in den Absolutwerten des Wirkungsquerschnitts, was Fig. 10 mit ihrem für alle Kurven gleichen Ordinatenmaßstab anschaulich zeigt.

Zum Schluß werden in Tab. 2 die Abszissen- und Ordinatenwerte der Minima sowie das Verhältnis der minimalen Ordinatenwerte zum gaskinetischen Querschnitt zusammengestellt.

Tabelle 2

Gase:	Helium	Neon	Argon	Wasserstoff	Stickstoff
Abszisse des Minimums in $\sqrt{\text{Volt}}$	(> 50)	27,5	13,0	18,2	14,5
Ordinate des Minimums in $\text{cm}^2/\text{cm}^3$	(< 0,5)	1,5	12,2	10,4	12,0
$Q_{\text{wirk}} (\text{Min.}): Q_{\text{gaskin.}}$	(< 0,05)	0,10	0,55	0,67	0,45

#### Einiges über die Art der Molekülwirkung auf Protonen

Die im folgenden aufgeführten Messungen waren zunächst nur als Kontrollmessungen gedacht; es sollten mit ihnen unter stark veränderten Versuchsbedingungen die Meßergebnisse der Figg. 5—10 reproduziert und sichergestellt werden. Wie sich jedoch bald zeigte, erhielten sie darüber hinaus einen gewissen selbständigen Wert, indem sich mit ihrer Hilfe Aussagen über die Art der Molekülwirkung auf Protonen machen lassen. Wir glaubten, diese Schlußfolgerungen nicht übergehen zu sollen, wenn das experimentelle Material auch mehr den Charakter gelegentlicher Versuche hat. Die im vorigen Abschnitt gegebenen Hauptresultate dieser Arbeit werden durch diese Schlußfolgerungen nicht berührt. Es handelt sich im wesentlichen um drei Gruppen von Versuchen:

1. Wirkungsquerschnittmessungen mit verschiedenen weiten Blenden.

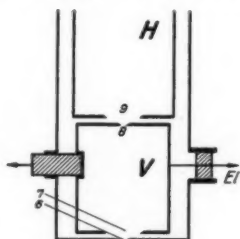
2. Formänderung von Strahlverteilungskurven bei verschiedenen Gasdrucken.

3. Wirkungsquerschnittmessungen mit verschiedenen Potentialen am Meßkäfig.

Zu 1. Für die Wirkungsquerschnittmessungen mit engeren Blenden mußte eine Käfiganordnung benutzt werden, wie sie in Fig. 11 dargestellt ist. Die Blenden 6 und 8, die bisher (6a und 8 in Fig. 3) beide die Größe  $10 \times 15$  mm gehabt hatten, wurden für eine Meßgruppe beide auf  $4 \times 10$  mm, für eine zweite Meßgruppe beide auf  $2 \times 10$  mm gebracht. Kleine Richtungsänderungen des Strahles, die bei den engen Blenden leichter zu Fehlern führen können als bei den obigen Messungen mit weiten Blenden, wurden dadurch unschädlich gemacht, daß der Käfig *V* mit seiner hinteren Blende beweglich ausgebildet und stets auf maximale Intensität in *H* eingestellt wurde. Die Ergebnisse der Messungen mit Blenden von  $4 \times 10$  mm sind in Fig. 12 als Kreise, die Messungen mit Blenden von  $2 \times 10$  mm als Dreiecke zusammen mit dem Kurvenverlauf aus den Figg. 5—9 (Blenden von  $10 \times 15$  mm) aufgetragen.

Bei kleinen Protonengeschwindigkeiten weichen die mit kleineren Blenden gemessenen Querschnittswerte erheblich von den Kurven der Figg. 5—9 nach oben ab, während bei höheren Geschwindigkeiten kein wesentlicher Unterschied festzustellen ist. Die Messungen zeigen, daß die ablenkende Wirkung der Moleküle auf die Protonen im Vergleich zu der Gesamtwirkung bei kleinen Geschwindigkeiten eine größere Rolle spielt als bei großen Geschwindigkeiten.

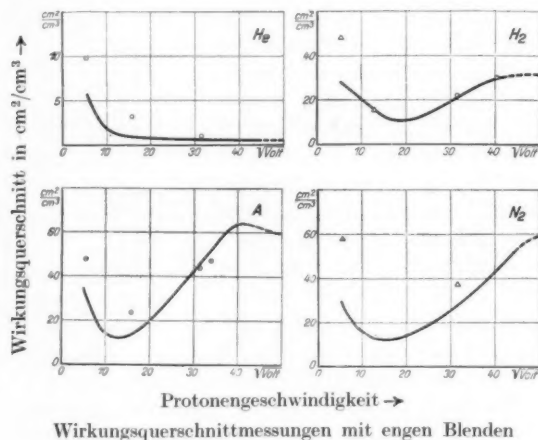
Zu 2. Es wurden Strahlverteilungskurven bei zwei verschiedenen Gasdrucken aufgenommen, indem die Abschlußblende des Käfigs *V* ( $2 \times 10$  mm, *V* geerdet) in Fig. 11 von Millimeter zu Millimeter verschoben und gleichzeitig die Protonenintensität in *H* gemessen wurde. Fig. 13a zeigt zwei solche direkt gemessenen Strahlverteilungen in Argon bei einer Protonengeschwindigkeit von 33 Volt, Fig. 13b bei 1000 Volt; zwecks leichteren Vergleichs der Kurvenform sind dieselben



Meßkäfiganordnung  
mit engen Blenden

Fig. 11

Kurven in den Figg. 13c und d nochmals in der Weise aufgetragen, daß die Maximalintensität bei allen Kurven gleich 100 gesetzt ist. — Bei 33 Volt Protonengeschwindigkeit ist eine deutliche Verbreiterung der Verteilungskurve bei Vergrößerung des Gasdrucks festzustellen, bei 1000 Volt nicht, obgleich die Intensitätsabnahme im Maximum in beiden Fällen praktisch gleich ist. Es sei an dieser Stelle noch erwähnt, daß die Ver-



Blendengrößen  $\left\{ \begin{array}{l} — : 10 \times 15 \text{ mm} \\ \bigcirc : 4 \times 10 \text{ mm} \\ \triangle : 2 \times 10 \text{ mm} \end{array} \right.$

Fig. 12

breiterung bei 33 Volt dem Gasdruck proportional ist, was durch vergleichende Messungen bei mehreren Drucken nachgeprüft wurde. — Beide Ergebnisse stehen mit den Aussagen unter 1 im Einklang, indem bei kleinen Protonengeschwindigkeiten eine wesentliche Veränderung der Kurvenform durch *Streuung* hervortritt, während sich bei größeren Geschwindigkeiten kein merklicher Einfluß von Streuung auf die Kurvenform zeigt.

Zu 3. Ganz anderer Art sind einige Versuchsreihen, die zunächst einen möglicherweise fälschenden Einfluß der an den Käfigwänden und an den Netzen ausgelösten Sekundärelektronen und der im Gasraum entstandenen langsamen Ionen

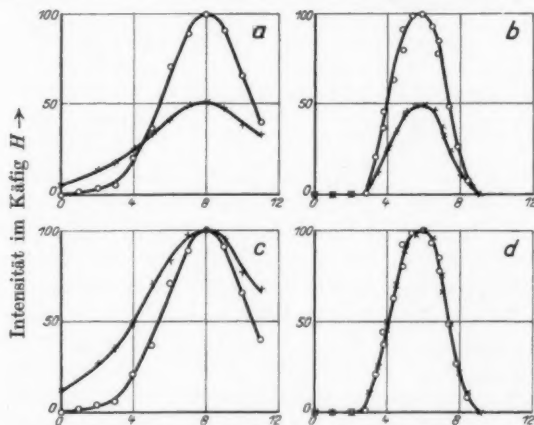


aufdecken sollten.<sup>1)</sup> Bei diesen Versuchen wurde die übliche in Figg. 1 und 3 beschriebene Anordnung mit  $10 \times 15$  mm Blenden benutzt. Die Meßkäfige  $V+H$  bzw.  $H$  erhielten ein kleines positives oder negatives Potential vor Beginn der Messung.

Es wurden die in Tab. 3 S. 730 zusammengestellten Messungen ausgeführt.

Diese Messungen hatten folgendes Resultat:

Bei 30 Volt und 175 Volt Protonengeschwindigkeit bleibt



Verschiebung der Blende 8 in Millimetern  $\rightarrow$

$v = 33$  Volt

$\Delta p = 47 \cdot 10^{-4}$  mm Hg

$Q_{\text{wirk}} = 35 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$

$v = 1000$  Volt

$\Delta p = 40 \cdot 10^{-4}$  mm Hg

$Q_{\text{wirk}} = 45 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$

Formänderung der Strahlverteilungskurven bei Gaseinlaß in Argon

Fig. 13

in Argon und Wasserstoff das Anlegen von  $+4$  Volt oder  $-4$  Volt an den Meßkäfig ohne jeden Einfluß auf das Meßergebnis; ebenso ist in Helium und Wasserstoff bei 1000 Volt keine außerhalb der Versuchsfehler liegende Abweichung festzustellen. In diesen Fällen sind also noch keine merklichen

1) Gesicherte Angaben über die Zahl der von einem Proton bestimmter Geschwindigkeit ausgelösten Sekundärelektronen sind aus der Literatur namentlich bei den hier benutzten Geschwindigkeiten nicht zu entnehmen; die von verschiedenen Autoren gefundenen Werte weichen bis jetzt noch um große Beträge voneinander ab. Vgl. Handb. d. Phys. 24. S. 105–112.

Störungen durch langsame negative oder positive Teilchen festzustellen.

Schon in Argon bei 1000 Volt angedeutet, treten dann bei 2000 Volt klare Unterschiede der Meßergebnisse bei  $+$ - und  $-$ -Potentialen an den Meßkäfigen in Wasserstoff und besonders

Tabelle 3

Protonen-Geschwindigkeit	Gas	Aufladungen
30 Volt	A	$\pm 4$ Volt
	H <sub>2</sub>	$\pm 4$ Volt
175 Volt	Ar	$\pm 4$ Volt
1000 Volt	He	$\pm 4$ Volt
	A	$\pm 4$ Volt
	H <sub>2</sub>	$\pm 4$ Volt
2000 Volt	A	$- 0,1$ Volt
		$\pm 0,5$ Volt
		$\pm 4$ Volt
		$\pm 4$ Volt
	H <sub>2</sub>	$\pm 4$ Volt

in Argon hervor: Tab. 4 gibt für 2000 Volt Protonengeschwindigkeit die Abweichungen der Meßwerte von den Messungen in Figg. 5—9; letztere sind zum besseren Vergleich in Tab. 4 auf 100 gebracht.

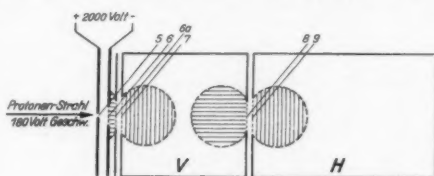
In diesem Fall beeinflußt also ein  $+$ -Potential an den Meßkäfigen das Meßergebnis nicht, ein  $-$ -Potential an den Meßkäfigen erniedrigt den Meßwert mit steigendem Potential immer mehr.

Wie sich leicht zeigen läßt, müssen diese Abweichungen durch Unsymmetrien bedingt sein. Sie müssen also durch Vorgänge im Gasraum bewirkt werden, da die Vorgänge an den Netzen Symmetrie besitzen (vgl. auch S. 721 d. A.). Tatsächlich ist bei der benutzten Apparatur (Fig. 14) die geo-

Tabelle 4

Käfigpotential vor der Messung	Wasserstoff	Argon	
0 Volt	100	100	} Meßwert unverändert
$+ 0,5$ Volt	—	101	
$+ 4,0$ Volt	103	99	
$- 0,1$ Volt	—	85	} Meßwert verkleinert
$- 0,5$ Volt	—	72	
$- 4,0$ Volt	85	50	

metrische Anordnung am Eintritt in  $V$  nicht dieselbe wie am Eintritt in  $H$ : ein Netzdurchgriff des an den Meßkäfig gelegten Potentials (z. B. mit einem Wirkungsbereich, wie ihn die schraffierten Flächen in Fig. 14 andeuten mögen), kann zwar an der Eintrittsstelle in den Käfig  $H$  beliebig nach beiden Seiten erfolgen, an der Eintrittsstelle in  $V$  sind jedoch die Verhältnisse auf der linken Seite wesentlich andere. Es soll



Schema der benutzten Meßkäfiganordnung

Fig. 14

im folgenden gezeigt werden, in welcher Richtung diese Unsymmetrie den WQ-Meßwert beeinflussen würde a) beim Vorhandensein von langsamen positiven Teilchen, und b) beim Vorhandensein von langsamen negativen Teilchen, wobei die Anzahl dieser negativen oder positiven Teilchen der Primärintensität der Protonen proportional zu denken ist.

*Annahme a).* Es sind im Gasraum (neben den primären Protonen und den neutralen Gasmolekülen) *langsame positive* Teilchen vorhanden. Einfluß eines Potentials von  $+4$  Volt am Meßkäfig: infolge des Felddurchgriffs werden bei Messung mit  $V + H$  alle langsamen positiven Teilchen aus dem senkrecht schraffierten Bereich rechts von Blende 7 aus dem Käfig  $V + H$  hinausgeworfen; die positive Elektrometeraufladung fällt zu klein aus. Dasselbe geht mit  $H$  allein an der Blende 9 vor sich und der Fehler hebt sich bei der Bildung der Quotienten  $\frac{H}{V + H}$  heraus: der WQ-Meßwert bleibt unverändert. —

Anders liegt die Sache beim Anlegen eines Potentials von  $-4$  Volt an den Meßkäfig. Der Felddurchgriff an der Blende 6a kann nur aus einem ganz beschränkten Gebiet (waagrecht schraffierte Fläche links von Blende 6a in Fig. 14) die langsamen positiven Teilchen in die zusammengeschalteten Käfige  $V + H$  hineinziehen, während bei Messung mit  $H$  allein ein viel größerer Raum (waagrecht schraffierte Fläche links von Blende 8) zum Hereinziehen von langsamen positiven Teilchen nach  $H$  zur Verfügung steht. Die positive Aufladung des Käfigs  $H$  allein wird also viel stärker durch das Hineinziehen

von positiven Teilchen vergrößert. Der Quotient  $\frac{H}{V+H}$  muß also zu groß, d. h. der Wirkungsquerschnitt zu klein gemessen werden.

*Annahme b).* Es sind im Gasraum (neben den primären Protonen und den neutralen Gasmolekülen) *langsame negative* Teilchen vorhanden. — In diesem Fall kann, auf Grund ganz ähnlicher Überlegungen wie oben, ein —Potential am Meßkäfig keinen Einfluß auf den Meßwert haben, während ein +Potential am Meßkäfig den Meßwert erhöhen muß. Annahme a) steht im Einklang, Annahme b) im Widerspruch mit den Meßergebnissen, d. h. bei der Messung müssen in überwiegender Anzahl langsame positive Teilchen vorhanden gewesen sein. — Nach den Ergebnissen unter 1, 2, 3, glauben wir, folgende Aussagen über die Art der Einwirkung der Gasmoleküle auf die Protonen machen zu können:

1. Bei kleineren Protonengeschwindigkeiten (bis zu einigen 100 Volt) treten keine langsamen positiven Teilchen auf, d. h. daß weder starke Geschwindigkeitsverluste noch Umladungen eine merkliche Rolle spielen. Die Einwirkung der Moleküle besteht in einer Streuung der Protonen.<sup>1)</sup>

2. Bei hohen Protonengeschwindigkeiten ergeben die Versuche das Vorhandensein von langsamen positiven Teilchen. Ob diese Teilchen Protonen sind, die ihre Geschwindigkeit völlig verloren haben oder ob es positiv geladene Gasmoleküle sind, läßt sich aus unseren Versuchen nicht entscheiden.

3. Langsame negative Teilchen sind auch bei hohen Geschwindigkeiten nicht beobachtet worden. Daraus geht hervor, daß die positiven Teilchen unter 2 jedenfalls nicht durch Ionisation des Gases entstanden sind.

#### Diskussion der Versuchsergebnisse und Literaturvergleich

Die Wirkungsquerschnittkurven der 5 hier gemessenen Gase (Fig. 10) haben nach der Abszissenlage ihres WQ-Minimums die Reihenfolge: (He), Ne, H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, Ar. Diese Reihenfolge legt einen Vergleich mit den Ionisierungsspannungen nahe (vgl. Tab. 5). Dieser Vergleich zeigt, daß die Lage des Minimums im allgemeinen mit Verkleinerung der Ionisierungsspannung

1) Es läßt sich nicht entscheiden, ob diese Streuung ohne Energieverlust oder mit einem teilweisen Energieverlust vor sich geht.

nach kleineren Voltwerten rückt. Daß Wasserstoff aus dieser Reihenfolge herausfällt, mag daran liegen, daß auch die Massenverhältnisse zwischen Molekül und Proton einen gewissen Einfluß ausüben. Was im übrigen diese Parallelität, die wir kaum für zufällig halten möchten, bedeutet, läßt sich zunächst nicht sagen.

Tabelle 5

Gas	Lage des WQ-Minimums in $\sqrt{\text{Volt}}$	Ionisierungsspannung in Volt
Helium . . . . .	50	24,5
Neon . . . . .	27,5	21,5
Wasserstoff . . . . .	18,2	16,2
Stickstoff . . . . .	14,5	16,5
Argon . . . . .	13,0	15,5

Ein Vergleich der hier gemessenen WQ-Kurven für Protonen mit den bekannten Kurven für Elektronen führt zu der bemerkenswerten Aussage: „Der absolute Wert der Wirkungsquerschnitte gegenüber Protonen und gegenüber Elektronen ist von derselben Größenordnung“. Für einen Vergleich der Kurvenformen reicht das experimentelle Material nicht aus mit Ausnahme von Argon, wo jetzt in beiden Fällen die Abszissenlage eines Maximums und eines Minimums bekannt ist. Hier hat schon G. P. Thomson bei seinen photographischen Streuversuchen die Feststellung gemacht, daß die Abszisse des Maximums für Protonen und für Elektronen annähernd gleich wird, wenn man als Abszissenmaßstab die Linear- geschwindigkeit nimmt. Die Unterschiede bleiben nach unseren Messungen allerdings etwas größer als bei Thomson. Immerhin ist aber doch bemerkenswert, daß diese Unterschiede bei Wahl der Energie (Volt) oder der de Broglieschen Wellenlänge ( $\text{\AA}$ ) als Abszisse außerordentlich viel größer werden (vgl. Tab. 6). Ob diese Feststellung eine innere Bedeutung hat, mag dahingestellt bleiben, da der Anstieg der WQ-Kurve nach Durch- laufung des Minimums nach größeren Geschwindigkeiten hin für Protonen und für Elektronen auf wesentlich verschiedenen Ursachen beruhen dürfte.

Zum Schluß sollen die Ergebnisse dieser Arbeit mit dem wenigen, bisher auf diesem Gebiet schon bekannten Material verglichen werden. Über Neon und Stickstoff liegt außer dem unsrigen bisher in diesem Geschwindigkeitsbereich noch nichts

Tabelle 6  
Vergleich der Maximums- und Minimumslage für Protonen  
und Elektronen in Argon

	Energie in Volt		de Broglie-Wellenlänge in ÅE		Lineargeschwindigkeit in cm/sec	
	Maximum	Minimum	Maximum	Minimum	Maximum	Minimum
Protonen	1500	170	0,007	0,02	6	2
Elektronen	12	0,4	3,5	20	21	3,5

vor. In Helium und Argon außer unseren Kurven nur noch die Streukurven von G. P. Thomson. Über Wasserstoff dagegen liegen schon einige Arbeiten vor, wir geben deshalb die Zusammenstellung in einem Kurvenbild. — W. Aich<sup>1)</sup> hat die Absorption von positiven Teilchen, die er mit einiger Wahrscheinlichkeit als Protonen deuten zu können glaubt, bei 25 Volt Geschwindigkeit in Wasserstoff gemessen; sein Querschnittspunkt kann bei der Verschiedenheit der beiden von ihm und uns zur Messung benutzten Methoden als in Übereinstimmung mit unseren Messungen angesehen werden (vgl. Fig. 15). E. Rüchardt<sup>2)</sup> hat den Umladungsquerschnitt von H<sub>2</sub>- und N<sub>2</sub>-Molekülen gegenüber Protonen bei höheren Geschwindigkeiten gemessen. Er findet bei hohen Protonengeschwindigkeiten einen nach kleineren Geschwindigkeiten hin ansteigenden Umladungsquerschnitt, dessen absolute Größe bei etwa 10000 Volt schon etwa doppelt so groß ist wie der gaskinetische Wert (vgl. Fig. 15: Rü). Es ist von großem Interesse, besonders betreffs der Art der Molekülwirkung auf das Proton, ob ein direkter Übergang beider Kurvenzüge ineinander erfolgt, was bei der Größe des Umladungsquerschnitts bei 100  $\sqrt{\text{Volt}}$  durchaus nicht unwahrscheinlich ist.<sup>3)</sup>

A. J. Dempster<sup>4)</sup> fand, daß die freie Weglänge von Protonen in Helium bei 900 Volt Protonengeschwindigkeit nur einen Bruchteil von etwa 10 Proz. des gaskinetisch zu erwartenden

1) W. Aich, Ztschr. f. Phys. 9. S. 372. 1922.

2) E. Rüchardt, Ann. d. Phys. 71. S. 377. 1923.

3) Man darf sich bei Betrachtung der Fig. 15 nicht durch den Verlauf der Thomsonschen Kurve stören lassen, die sich auf eine andere Erscheinung bezieht und deren absolute Ordinatenhöhe mit der unsrigen und der von Rüchardt nicht vergleichbar ist (vgl. S. 735 unten).

4) A. J. Dempster, Phil. Mag. 3. S. 115. 1927; Proc. Nat. Acad. Sc. 11. S. 552. 1925.

Wertes beträgt, was in guter Übereinstimmung mit dem von uns gefundenen Querschnitt an dieser Stelle steht ( $0,7 \text{ cm}^2 = 7 \text{ Proz. des gaskinetischen Querschnitts}$ ). — Dagegen konnten wir die von Dempster angegebene ebenfalls sehr große Durchlässigkeit von Wasserstoff gegenüber Protonen von 900 Volt

Geschwindigkeit nicht bestätigen; nach unserer Messung hat der Wirkungsquerschnitt gegenüber Protonen an dieser Stelle etwa die Größe des

gaskinetischen Querschnitts. In guter Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen stehen dagegen wieder seine Resultate über die Art der Molekülwirkung: er findet keine Ionisation.

G. P. Thomson<sup>1)</sup> hat Streuung von Protonen in Helium, Argon und Wasserstoff unter sehr kleinen Winkeln zur Strahlrichtung (bis etwa  $2^\circ$ ) für einen größeren Geschwindigkeitsbereich nach einer photographischen Methode gemessen. Er gibt seine Ordinaten in Einheiten an, die mit den unsrigen nicht absolut vergleichbar sind; die Höhe der in Fig. 15 eingezeichneten Kurve von Thomson könnte daher auch anders gewählt werden. Er findet in Helium ein Maximum, das außerhalb des von uns untersuchten Geschwindigkeitsbereiches liegt, in Argon ein Maximum, das etwas oberhalb unseres Maximums an der Grenze des von uns untersuchten Geschwindigkeitsbereiches liegt, und in Wasserstoff einen Anstieg nach kleineren Geschwindigkeiten hin (Fig. 15). Es sei darauf hingewiesen, daß wir bei der Größe der von uns benutzten Blenden eine Streuung im Sinne dieser Thomsonkurven nicht mitmessen konnten, während Thomson andererseits durch seine Methode stärkere Ablenkungen und Umladungen nicht miterfaßt. Die Ergebnisse der beiden Methoden sind daher nicht vergleichbar, sondern ergänzen sich gegenseitig.

E. Holzer<sup>2)</sup> hat den Wirkungsquerschnitt von Wasserstoff

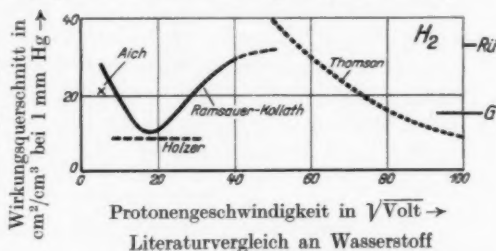


Fig. 15

1) G. P. Thomson, Phil. Mag. 1. S. 1926 und 2. S. 961. 1076. 1926.

2) E. Holzer, Phys. Rev. 36. S. 1204. 1930. Nr. 7.



gegenüber Protonen zwischen 60 und 600 Volt Protonengeschwindigkeit mit einer der unsrigen im Prinzip recht ähnlichen Anordnung gemessen. Er findet für 360 Volt nahezu denselben WQ-Wert wie wir. Der Kurvenverlauf unterhalb und oberhalb dieser Geschwindigkeit steht aber bei Holzer und uns im Widerspruch, indem Holzer innerhalb seines Meßgebietes praktisch Konstanz des WQ bei Variation der Protonengeschwindigkeit findet. Einen Grund für diesen Unterschied können wir bei der sorgfältigen Durchführung der beiderseitigen Messungen nicht angeben.

#### Zusammenfassung

1. Der Wirkungsquerschnitt von Gasmolekülen gegenüber Protonen wird für die Gase Helium, Neon, Argon, Wasserstoff und Stickstoff bei Protonengeschwindigkeiten von 30 bis 2500 Volt gemessen.

2. Die Apparatur entspricht im wesentlichen der bei Elektronen benutzten Zweikäfigmethode, unterscheidet sich aber von dieser dadurch, daß teilweise Geschwindigkeitsverluste ohne Richtungsänderung nicht miterfaßt werden.

3. Die Meßergebnisse sind in den Figg. 5—10 in Kurvenform niedergelegt: Sämtliche Kurven fallen zunächst mit wachsender Protonengeschwindigkeit steil ab, erreichen ein Minimum und steigen dann mehr oder weniger steil wieder an (bei Helium wurden Minimum und Wiederanstieg nicht beobachtet, liegen aber möglicherweise bei höheren Geschwindigkeiten); in der Lage der Minima ist vielleicht eine gewisse Gesetzmäßigkeit angedeutet. Bei Argon, Stickstoff und Wasserstoff verflacht sich der Anstieg zwischen 40 und 50  $\sqrt{\text{Volt}}$ , ohne daß, bei der Begrenztheit der Methodik nach höheren Geschwindigkeiten hin, der Kurvenverlauf in diesem Gebiet so sicher festgelegt werden konnte wie für kleinere Protonengeschwindigkeiten.

4. In weiteren Versuchen werden Aussagen über die Art der Molekülwirkung gegenüber den Protonen gemacht.

5. Die Ergebnisse unter 3 und 4 werden diskutiert und mit den Ergebnissen anderer Arbeiten auf diesem Gebiet, unter anderem auch mit analogen Kurven für Elektronen, verglichen.

(Eingegangen 10. Januar 1931)

Wech  
B. Ne  
die I  
emiss  
gemei  
triebs  
innerl  
a) Ein  
fläche  
Niede  
— 3.  
Folge

wied  
nicht  
lasse  
Ken  
mäß  
wahr  
starl  
die  
phys

Wür  
strom



## ***Der Einfluß der Sekundäremission auf die Röhrenkennlinien<sup>1)</sup>***

***Von Hans Bittmann***

(Mit 22 Figuren)

**Inhaltsverzeichnis:** Einleitung. — I. Steilheitsmessung mit Wechselstrom. — 1. Prinzip der Steilheitsmessung; A. Positive Steilheit; B. Negative Steilheit. — 2. Versuchsanordnung. — II. Allgemeines über die Dynatronkennlinie; Primäremission; Echte Reflexion; Sekundäremission; Rückdiffusion. — III. Feinstruktur der Kennlinie. — 1. Allgemeiner Charakter der Unregelmäßigkeiten; Abhängigkeit von den Betriebsdaten und einem angelegten Magnetfeld. — 2. Veränderungen innerhalb der Vakuumröhre. — A. Änderung der Anodenbeschaffenheit; a) Einfluß der Struktur; b) Einfluß des Materials; c) Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit; Anlagerung von Gas; Niederschlag von Oxyd; Niederschlag von Magnesium. — B. Änderung der Elektrodenanordnung. — 3. Versuch einer Erklärung der Unregelmäßigkeiten. — 4. Praktische Folgerungen. — Zusammenfassung.

### **Einleitung**

Bei genauer Untersuchung von Röhrenkennlinien wurden wiederholt systematische Unregelmäßigkeiten gefunden, die sich nicht aus der elementaren Theorie der Vakuumröhren erklären lassen. So hatte Kato durch exakte Steilheitsmessung an Kennlinien in normaler Verstärkerschaltung gewisse Unregelmäßigkeiten bei schwach negativer Gitterspannung gefunden<sup>2)</sup>, während Sixtus<sup>3)</sup> solche in der Dynatronkennlinie (Gitter stark positiv) bei kleinen Anodenspannungen feststellte. Speziell die letzteren waren von Interesse, da sie der Ausdruck eines physikalischen Phänomens zu sein schienen; Sixtus hatte

1) Von der Sächsischen Hochschule zu Dresden zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation.

2) Nach unveröffentlichten Untersuchungen im Inst. f. Schwachstromtechnik in Dresden.

3) K. Sixtus, Ann. d. Phys. 3. Nr. 8. 1929.

bereits zwei Erklärungsmöglichkeiten gegeben, daß es sich um Anregungsspannungen oder um Elektronenbeugung („selektive“ Reflexion) handle.

Der Zweck vorliegender Untersuchung war es, diese beiden Möglichkeiten experimentell zu prüfen und die Ursache für das Auftreten von Unregelmäßigkeiten anzugeben. Die umfangreichen Versuche, die dazu nötig waren, ergaben gleich zu Beginn der Untersuchung eine bedeutende Erweiterung des Problems, indem sich zeigte, daß Unregelmäßigkeiten nicht nur, wie Sixtus gefunden hatte, bei Anodenspannungen unter 10 Volt, sondern auch im ganzen Gebiet der eigentlichen Sekundäremission oberhalb 10 Volt Anodenspannung auftraten.

Um über die Ursache der Erscheinung Aufschluß zu bekommen, wurde zuerst ihr allgemeiner Charakter und der Einfluß von „äußeren“ Änderungen (Gitterspannung, Magnetfeld) studiert; sodann war es nötig, an der Röhre selbst Veränderungen vorzunehmen. Hierbei hatte eine Änderung der Anodenbeschaffenheit in irgendeiner Weise keinen wesentlichen Einfluß, so daß beide von Sixtus vorgeschlagenen Erklärungsmöglichkeiten fallen gelassen werden mußten. Eine Änderung der Elektrodenanordnung brachte das den früheren Versuchen zufolge unerwartete Ergebnis, daß die diskontinuierliche Anordnung eines „Gitters“ das Entstehen von Unregelmäßigkeiten bewirkt, daß also deren Natur rein geometrisch ist.

## I. Steilheitsmessung mit Wechselstrom

### 1. Prinzip der Steilheitsmessung

Die Einzelheiten eines Kurvenverlaufs können besonders klar erkannt werden, wenn in jedem Punkt der Kurve die Funktionsänderung, also der Differentialquotient, bzw. die Tangente an die Kurve bekannt ist. Handelt es sich speziell bei Elektronenröhren um die Kenntnis von irgendwelchen Röhrencharakteristiken, wo also ein Strom  $J$  in Funktion einer Spannung  $P$  aufgenommen wird, so kann der Ausdruck für die Funktionsänderung

$$S = \frac{\partial J}{\partial P}$$

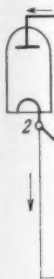
— unter dem Namen „Steilheit“ bekannt — wie aus der Definition sofort hervorgeht, als reziproker Wert eines Widerstandes aufgefaßt werden.

Einj

eine  
in ei  
strom  
ents  
aus  
des

oder

sind

(Dyr  
ohne  
neg  
wer

## A. Positive Steilheit

Auf diese Tatsache gestützt hat bereits Barkhausen<sup>1)</sup> eine Methode zur Messung der Steilheit entwickelt, bei welcher in einer gewöhnlichen Wheatstoneschen Brücke mit Wechselstrom ein Widerstand, der dem reziproken Wert der Steilheit entspricht, abgeglichen wird. Das Prinzip der Schaltung ist aus nachstehender Skizze zu ersehen (Fig. 1). Für Schweigen des Telephons gilt:

$$\frac{\partial P}{\partial J} : R_1 = a : b$$

oder da

$$\frac{\partial P}{\partial J} = \frac{1}{S}, \quad S = \frac{b}{a} \cdot \frac{1}{R_1}.$$

Da in Elektronenröhren Spannung und Strom in Phase sind, können  $a$ ,  $b$  und  $R_1$  rein Ohmsche Widerstände sein.

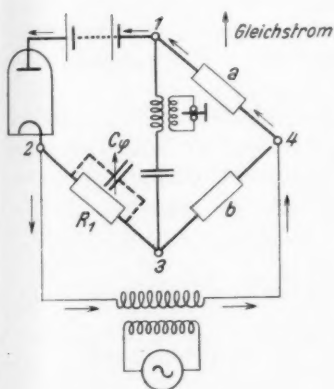


Fig. 1

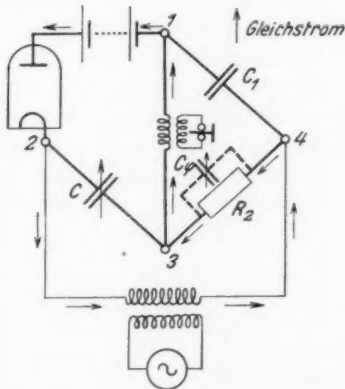


Fig. 2

## B. Negative Steilheit

Ist die Charakteristik in einer speziellen Schaltung (Dynatron, Magnetron) fallend, so scheint die Methode zunächst ohne weiteres nicht anwendbar, da die abzugleichende Steilheit negativ wird, also für Gleichgewicht auch  $a$ ,  $b$  oder  $R_1$  negativ werden müßte. Einen positiven Zusatzwiderstand mit der

1) H. Barkhausen, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 14. S. 36. 1919.

Röhre in Reihe zu schalten, erscheint zwar möglich, besonders aber bei kleinen Steilheiten ungenau. Eine viel einfachere und genauere Methode ließ sich aus folgender Überlegung entwickeln: ein negativer Widerstand bedeutet für Wechselstrom im Grunde genommen nichts anderes als eine Phasenverschiebung von  $180^\circ$  zwischen Strom und Spannung. Die gleiche Phasenverschiebung läßt sich entweder durch Verwendung einer Induktivität und einer Kapazität in zwei nebeneinander liegenden oder durch je eine Kapazität in zwei gegenüberliegenden Zweigen erreichen. Von diesen beiden Möglichkeiten wurde der letzteren der Vorzug gegeben. Das Schema ist in Fig. 2 dargestellt. Für Brückengleichgewicht gilt:

$$\frac{\partial P}{\partial J} : \frac{1}{j \omega C} = \frac{1}{j \omega C_1} : R_2 \quad \text{oder da} \quad \frac{\partial P}{\partial J} = \frac{1}{S^-} = - \left| \frac{1}{S^-} \right|$$

$$|S^-| = R_2 \cdot \omega^2 \cdot C C_1.$$

Man kann das Gleichgewicht entweder durch Verändern des Widerstandes oder eines der beiden Kondensatoren herstellen.

Für Schaltungen mit negativer Steilheit besteht die Gefahr der Selbsterregung von Schwingungen in der Röhre, die die Charakteristik verzerren. Da Selbsterregung erst eintritt, wenn  $|\varrho| < \frac{L}{C \cdot R}$  ist ( $\varrho < 0$  bedeutet den negativen Widerstand  $1/S^-$ ), so vermeidet man am besten möglichst alle Induktivitäten; aus diesem Grunde ist die Abgleichung mittels zweier Kapazitäten der erwähnten Methode mit Induktivität und Kapazität vorzuziehen. Es muß ferner, damit die Charakteristik in allen ihren Teilen stabil ist, die Bedingung  $|\varrho| > R$  erfüllt sein, wenn  $R$  der äußere Widerstand im Schaltkreis der Röhre ist.

## 2. Versuchsanordnung

Die Brücke war folgendermaßen dimensioniert: a) für positive Steilheit:  $a = 1000 \, \Omega$ ,  $b = 10 \, \Omega$ , daher

$$S = \frac{1}{R_1} \cdot 10^{-2} \, 1/\Omega = \frac{1}{R_1} \cdot 10^4 \, \mu\text{Amp./Volt};$$

b) für negative Steilheit:  $R_2 = 10000 \, \Omega$ ,  $C_1 = 6100 \, \text{cm}$ ,  $\omega = 5000 \, \text{Hz}$ , daher

$$S^- = 1,883 \cdot 10^{-3} \, C^{\text{cm}} \, \mu\text{Amp./Volt}.$$

Gleich- und Wechselstrom können außerhalb der Röhre nicht getrennt werden, da der Gleichstromkreis für den Wechselstrom einen Nebenschluß zur Röhre bilden würde; die Gleichstrombatterie liegt daher im Brückenweig 12 (Figg. 1. und 2), sie bildet für den Wechselstrom einen vernachlässigbaren Widerstand. Der Gleichstromweg ist in Figg. 1 und 2 durch Pfeile angedeutet; bei positiver Steilheitsmessung kann der Gleichstrom durch einen Kondensator von  $2 \mu\text{F}$  vom Telefon ferngehalten werden.

Zwecks genauer Kenntnis der Gleichspannung an der Röhre muß der Gleichstromspannungsabfall berechnet werden, da eine direkte Messung mit Voltmeter das Brückengleichgewicht stören würde. Im Falle Fig. 2 ist es aus diesem Grunde besser, den Widerstand  $R_2$  konstant zu lassen, da dann durch die Abgleichung die Gleichstromverhältnisse nicht geändert werden. Der Spannungsabfall ist bei positiver Steilheitsmessung  $J \cdot a$ , bei negativer Steilheitsmessung  $J \cdot R_2$  (da die Übertragerwiderstände im Vergleich zu den Brückenwiderständen zu vernachlässigen sind). Eine genaue Messung der Gleichspannung (und des Spannungsabfalles, also des Gleichstromes) ist wichtig, da sich die Steilheit oft bei kleinen Spannungsänderungen um größere Beträge ändert.

Um genügend genau abgleichen zu können, darf der Gleichstrom in der Brücke nicht zu klein werden, da sonst die Steilheiten zu klein, also die Widerstände zu groß und den kapazitiven Widerständen der Zuleitungen vergleichbar werden. Als untere Grenze ergab sich ein Strom von  $10^{-4}$  Amp.

Die Amplitude der Wechselfspannung muß so klein sein, daß durch die Überlagerung keine Verzerrung der Gleichstromcharakteristik entsteht; letztere muß innerhalb der Grenzen der Wechselfspannung jeweils geradlinig verlaufen. Mit Rücksicht auf die Meßempfindlichkeit wurde die Amplitude nicht kleiner als ungefähr 0,1 Volt gewählt.

Den Wechselstrom lieferte ein kleiner Röhrensender ( $f = 800 \text{ Hz}$ ), es ist besonders für die Messung negativer Steilheit wichtig, daß die Frequenz konstant bleibt, da sie dort in die Gleichung für Brückengleichgewicht quadratisch eingeht. Die Sinusförmigkeit wurde durch Vorschalten einer Drosselkette erreicht, die die Obertöne abdämpfte.



Durch Anwendung dieser Hilfsmittel gelang es, eine Abstimmgenauigkeit von 2–5 Promille zu erreichen. Die vollständige Schaltung ist aus Fig. 3 zu ersehen.

Wie aus der Figur ersichtlich ist, war es möglich, durch wenige Handgriffe von positiver auf negative Steilheitsmessung überzugehen; es wurde hierbei zu  $a = 1000 \Omega$  ein Widerstand  $a_1 = 9000 \Omega$  hinzugeschaltet, so daß

$$R_2 = a + a_1 = 10000 \Omega.$$

Die Schaltung kann dazu benutzt werden, Anoden-, Gitter- oder Emissionssteilheiten zu messen. Die Anodensteilheit sei nach Definition  $S_a = \frac{\partial J_a}{\partial P_a}$ , analog die Gittersteilheit  $S_g = \frac{\partial J_g}{\partial P_g}$ ; unter Emissionssteilheit sei der Ausdruck verstanden:

$$S_e = \frac{\partial J_g + \partial J_a}{\partial P_a} = \frac{\partial J_e}{\partial P_a} \cdot 1)$$

Die gemessenen Steilheiten waren in der Regel von der Größenordnung

$$+ 0,1 \div 200 \mu\text{Amp./Volt} \quad \text{bzw.} \quad - 0,2 \div - 4 \mu\text{Amp./Volt}.$$

## II. Allgemeines über die Dynatronkennlinie

Bevor nun mit der entwickelten Methode die Feinstruktur der Röhrenkennlinien bei Auftreten von Sekundäremission untersucht wird, soll das Wesen der Sekundäremission kurz besprochen und der Begriff genauer definiert werden.

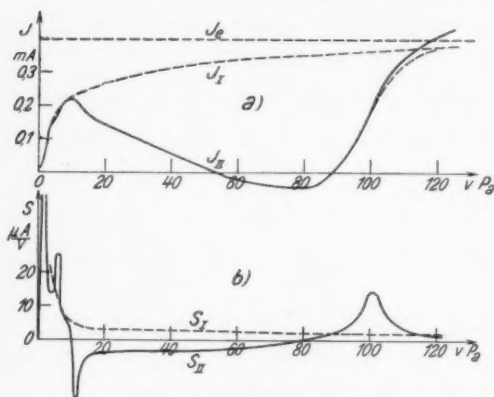
Während mit Primäremission stets die von der Kathode ausgehende Elektronenmenge bezeichnet wird, soll zunächst ganz allgemein unter Sekundäremission jede von andern Elektroden ausgehende Emission verstanden sein, die direkt oder indirekt mit dem Bestehen der Primäremission verknüpft ist, d. h. durch ein Auftreffen der Primärelektronen auf die betreffende Elektrode hervorgerufen wird. (Durch diese Definition

1) Dieser Ausdruck für die Änderung des Emissionsstromes mit der Anodenspannung unterscheidet sich bei konstanter Gitterspannung von der Steilheit der Emissionskennlinie  $J_e = f(P_{e1})$  um den Faktor  $1/D$ :

$$\frac{\partial J_e}{\partial P_{e1}} = \frac{\partial J_e}{\partial (P_g + D \cdot P_a)} = \frac{1}{D} \frac{\partial J_e}{\partial P_a}, \quad \text{da } P_g = \text{const}; \quad \partial P_g = 0.$$

wird der lichtelektrische Effekt von vornherein ausgeschlossen, er spielt in Elektronenröhren eine gänzlich vernachlässigbare Rolle.)

In Elektronenröhren macht sich die Sekundäremission bekanntlich besonders bemerkbar, wenn die Spannung einer Elektrode (z. B. des Gitters) wesentlich höher ist als die der andern Elektrode. Die Erscheinungen, die sich dann nach außen hin bemerkbar machen, kommen durch die Überlagerung



Strom- und Steilheitskurven  
bei Primär- und Sekundäremission

Fig. 4

von Primär- und Sekundäremission zustande. Ist das Gitter auf konstantem positivem Potential von z. B. 100 Volt gegen Kathode und wächst die Anodenspannung von Null an, so kommt der Verlauf der Primäremission (Fig. 4a) durch eine Über-

nahme der primären Elektronen vom Gitter zur Anode zustande; das erste Stück der Kurve verläuft wegen der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung exponentiell. Der dazugehörige Verlauf der Steilheit (Tangente an die Kurve) ist aus Fig. 4b zu

ersehen. Bei Auftreten von Sekundäremission in dem allgemeinen Sinn, wie ihn obige Definition gibt, hat man nach Lenard<sup>1)</sup> drei verschiedene Vorgänge zu unterscheiden, die sich im wesentlichen bei verschiedener Geschwindigkeit der primär auftreffenden Elektronen abspielen. Da das Quadrat der

1) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen, Heidelberg, Abhandl. d. Akad. d. Wiss. 5. 1918; P. Lenard u. Becker, Kathodenstrahlen, Handb. d. Exp. Phys. Bd. XIV.



*Auftreffgeschwindigkeit* nach dem Energiesatz der *Anodenspannung* direkt proportional ist, ist es plausibel, letztere bei Untersuchung der Kennlinien als *stetige Variable* einzuführen und die Gitterspannung über einen Kurvenverlauf als Parameter konstant zu halten; die Anodenspannung bildet daher auch bei allen späteren Messungen stets die *stetige Variable*.

Ein erster Anteil der auf die Anode auftreffenden Primärelektronen wird an der Anodenoberfläche reflektiert, wobei im wesentlichen die optischen Gesetze gelten; diese Erscheinung heißt „echte Reflexion“. Sie tritt bei kleinen Primärgeschwindigkeiten besonders hervor, zwischen 5—10 Volt Anodenspannung hat sie ein Maximum. (Gehrts<sup>1)</sup> findet, daß bei etwa 6 Volt, 70 Proz. der auftreffenden Elektronen reflektiert werden können.)

Bei den meisten Elektronenröhren verursacht die echte Reflexion in der Stromkurve zwischen 5—10 Volt eine Ausbuchtung, wie sie in Fig. 4a angegeben ist. Die Steilmessung zeigt die Erscheinung viel deutlicher (Fig. 4b), indem ein scharfes Minimum mit darauffolgendem Maximum zu beobachten ist; bei manchen Röhren fällt das Minimum sogar in das Gebiet negativer Steilheit, das positive Maximum ist dagegen meist nicht sehr deutlich, da bereits Sekundäremission einsetzt, wie gleich noch besprochen werden soll.

Ein zweiter mit größer werdender Anodenspannung wachsender Anteil der auf die Anode auftreffenden Primärelektronen dringt in diese ein und löst dort neue Elektronen aus, die die Anode mit sehr geringen Geschwindigkeiten (2—6 Volt im Mittel) verlassen und durch die Gitterspannung eine Beschleunigung erhalten. Die Forschung hat ergeben, daß zur Auslösung dieser eigentlichen „sekundären“ Elektronen eine Auftreffgeschwindigkeit von mindestens etwa 10 Volt nötig ist, daß dann aber ihre Zahl stark anwächst, so daß die echte Reflexion oberhalb 10 Volt gegenüber der Sekundäremission zu vernachlässigen ist. Die Zahl der Sekundärelektronen erreicht erst bei 4—700 Volt Primärgeschwindigkeit ein flaches Maximum, aber auch bei so großen Auftreffgeschwindigkeiten ist ihre Geschwindigkeit etwa 10 Volt, so daß eine Trennung von der echten Reflexion, die ohne Geschwindigkeitsverlust vor sich geht, möglich wird.

1) A. Gehrts, Ann. d. Phys. 36. S. 995. 1911.

Die Sekundäremission bewirkt bei Elektronenröhren bei hoher Gitterspannung den bekannten Stromabfall oberhalb etwa 10 Volt (Kurve  $J_{II}$  in Fig. 4a). Bei der Anodenspannung  $P_a \sim P_g$  kommt es zu einer Übernahme der Sekundärelektronen vom Gitter zur Anode, da sie wegen ihrer kleinen Eigengeschwindigkeit nur gegen geringe Gegenspannungen anlaufen können. Die entsprechende Steilheitskurve  $S_{II}$ , die in Fig. 4b dargestellt ist, fällt von 10 Volt an steil ab und wird negativ; sie bleibt es bis zu einer zweiten Nullstelle, die um 20—30 Volt tiefer als die Gitterspannung liegt. Infolge der erwähnten sekundären Übernahme wird sie dann aber wieder positiv, durchläuft ein Maximum bei  $P_a \sim P_g$  und geht nun asymptotisch gegen Null.

Die Ordinatendifferenz zwischen dem Primärstrom  $J_I$  und dem im Außenkreis meßbaren Totalstrom  $J_{II}$  einer bestimmten Primärgeschwindigkeit gibt die Anzahl der Sekundärelektronen. In der Steilheitskurve, die durch Differentiation aus der Stromkurve hervorging, wird die Anzahl durch den Flächeninhalt zwischen den Kurven  $S_I$  und  $S_{II}$  bis zu einer bestimmten Ordinate dargestellt.

Lenard<sup>1)</sup> unterscheidet endlich ein *drittes* Phänomen, die sogenannte Rückdiffusion, wobei es sich um Primärelektronen handelt, die ins Metall eindringen, aber nach einer Reihe von Zusammenstößen so abgelenkt werden, daß sie rückwärts wieder an die Oberfläche gelangen. Rückdiffundierte Elektronen treten jedoch nur bei hohen Auftreffgeschwindigkeiten (über 100 Volt) auf, sie konnten in den folgenden Untersuchungen unberücksichtigt bleiben.

Nachdem so ein Überblick über die allgemein unter Sekundäremission zusammengefaßten Erscheinungen gegeben wurde, sollen nun Unregelmäßigkeiten behandelt werden, die in der Dynatronkennlinie auftreten und erst durch die Anwendung der Steilheitsmethode kenntlich werden.

### III. Feinstruktur der Kennlinie

Die Steilheitsmethode eignet sich besonders zur Untersuchung von Kennlinien, da sehr geringfügige Ausbuchtungen

1) P. Lenard, a. a. O.

und Unregelmäßigkeiten in der Stromkurve in deren Differentialkurve erheblich mehr zum Ausdruck kommen. Ein einfaches Beispiel soll dies klar machen:

Einem Stromanstieg sei in einem gewissen Bereich ein (positiver oder negativer) Zusatzstrom überlagert, so daß in der Kennlinie eine Ausbuchtung entsteht. (In Fig. 5 ist der „Zusatzstrom“ negativ).

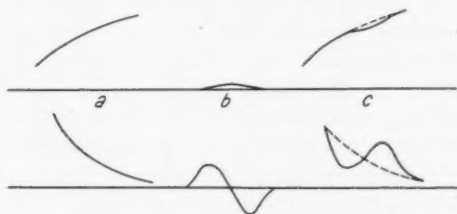
Der Steilheitsverlauf der resultierenden Kennlinie (Fig. 5c), der durch Überlagerung der einzelnen Differentialkurven (a und b) zustande kommt, zeigt deutlich die Überlegenheit der Steilheitsmessung gegenüber einfacher Strommessung. Die Kurven wurden an einem

Oxydkathodenrohr gewonnen; unter Umständen ist der negative

Zusatzstrom so groß, daß er ein Absinken des resultierenden Stromes bewirkt, es gibt dann Gebiete, wo die resultierende Steilheit negativ wird. Gegen den ungestörten Verlauf hin ergibt sich ein Übergang, wo in der Steilheitskurve bloß ein Wendepunkt zu erkennen ist, der Stromkurve ist dann überhaupt keine Unregelmäßigkeit anzumerken (Krümmungsänderung).

Die Überlegenheit der Steilheitsmessung tritt bei Untersuchung der *Dynatronkennlinie* noch besonders stark hervor, wenn eine Änderung des Sekundärstromes festgestellt werden soll, der sich dem Primärstrom überlagert und an sich gegen diesen oft schon sehr klein ist.

Bei der Aufnahme von Kennlinien handelt es sich zunächst darum, möglichst alle störenden Einflüsse und Fehlerquellen zu eliminieren. Solche können durch Raumladungen und durch den Heizspannungsabfall hervorgerufen werden. Um Raumladungseinflüsse auf ein Minimum zu reduzieren, wurde die Emission so weit herabgesetzt, als es die Durchführung der



Ausdruck einer Unregelmäßigkeit  
in Strom- und Steilheitskurve

Fig. 5

Steilheitsmethode erlaubte; der Strom in der Brücke mußte, wie erwähnt, 0,1 mA betragen. Die Messungen wurden mit konstanter Emission von 0,4 oder 1,0 mA (je nach der Stromverteilung) durchgeführt. Ein Unterschied im Kurvenverlauf bei verschiedener Emission zeigte sich nur bei ganz kleinen Anodenspannungen (Gitterspannung hoch positiv) in der Lage und Größe des ersten positiven Steilheitsmaximums, hier hat offenbar die Raumladungswolke zwischen Anode und Gitter einen merklichen Einfluß auf die Kennlinie.

Durch das Herabsetzen der Emission und die damit verbundene Unterheizung der Röhre wird gleichzeitig auch der Spannungsabfall am Heizfaden verringert. Ganz eliminieren läßt sich der Einfluß nur bei indirekt geheizten Oxydkathodenröhren, wo nur durch die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen die Spannung nicht genau definiert ist. Die Anwendung eines rotierenden Schalters nach Schottky<sup>1)</sup> bei direkt geheizten Röhren führte nicht zum Ziel, da die Störungsgeräusche im Telephon, die durch die Unterbrechungen entstehen, trotz Anwendung aller möglichen Mittel nicht genügend eliminiert bzw. gedämpft werden konnten. Durch Verwendung von dickem Wolframdraht als Kathodenmaterial läßt sich der Spannungsabfall etwas herabsetzen; doch kommt man zu einer Grenze, da bei großem Querschnitt durch Überwiegen der Wärmeabgabe durch Leitung die Emission auf einen kleinen Oberflächenbereich zusammengedrängt wird.

#### 1. Allgemeiner Charakter der Unregelmäßigkeiten; Abhängigkeit von den Betriebsdaten und einem angelegten Magnetfeld

Wie einleitend erwähnt wurde, hatte bereits Sixtus<sup>2)</sup> die Messung positiver Steilheiten an Kennlinien bei hoher Gitterspannung durchgeführt. Er hatte bei indirekt geheizten Oxydkathodenröhren im Gebiete von  $0 \div 10$  Volt Anodenspannung charakteristische Unregelmäßigkeiten entdeckt und zum Teil untersucht. Mit Hilfe der im ersten Teil entwickelten Meßmethode konnte nun auch der fallende Teil der Dynatroncharakteristik, das eigentliche Gebiet der Sekundäremission,

1) W. Schottky, Ann. d. Phys. 44. S. 1011. 1914.

2) K. Sixtus, a. a. O.

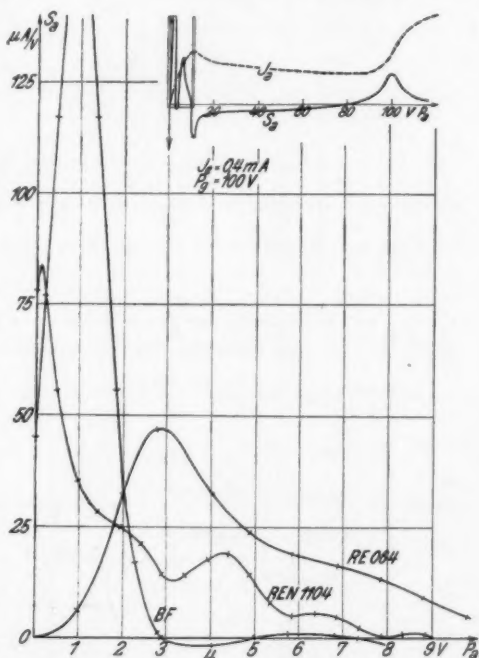
durch Steilheitsmessung untersucht werden und es zeigte sich zunächst bei Oxydkathoden, weiters aber bei ganz verschiedenen Röhren mit beliebiger Kathode auch im Gebiete von 10—60 Volt eine Anzahl von Unregelmäßigkeiten, die dadurch kenntlich werden, daß die negative Steilheit eine Reihe von Maxima und Minima durchläuft. Als Beispiele seien drei Rohre herausgegriffen, das Siemensrohr BF

(Kathode reines Wolfram) und die Telefunkeröhre RE 064 (thorierte Wolframkathode) und REN 1104 (Äquipotentialoxydkathode). Der Verlauf der Steilheitskurven ist aus den Figg. 6a bis c zu ersehen. Der Stromverlauf und der normalerweise zu erwartende Steilheitsverlauf ist in kleinen Figuren am Rande der Blätter dargestellt, das jeweils

vergrößert dargestellte Gebiet ist durch Umrahmung kenntlich gemacht.

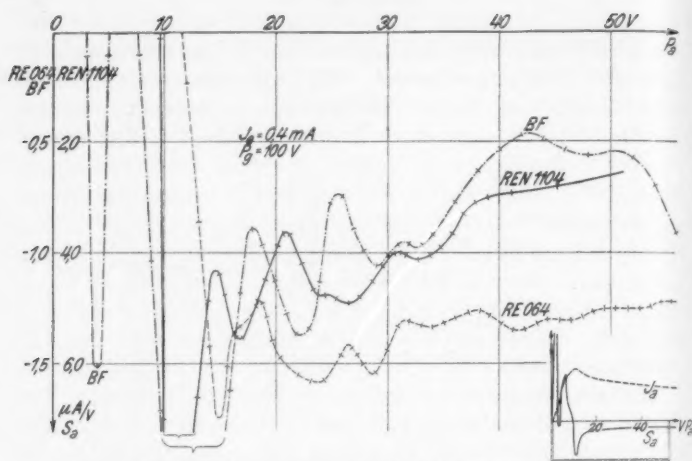
Für die Untersuchung wurden zunächst nur Röhren mit zylindersymmetrischem Aufbau verwendet, da bei ihnen das elektrische Feld am genauesten definiert erschien.

Daß die entsprechenden Zusatzströme, auf die die Extrema schließen lassen, wirklich nur in der Stromverteilung zwischen



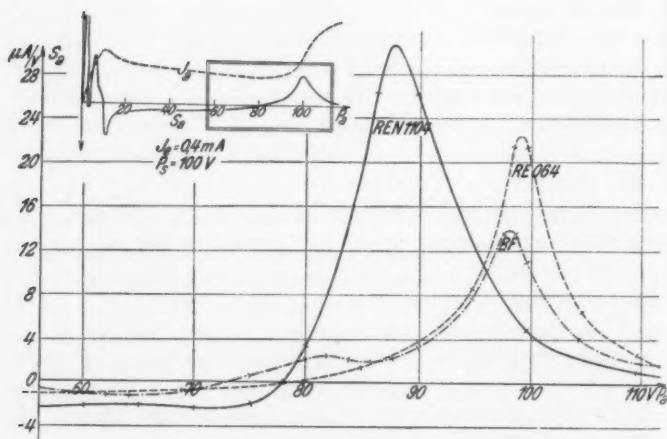
Steilheitskurven von 3 technischen Röhren  
bei Auftreten von Sekundäremission

Fig. 6a



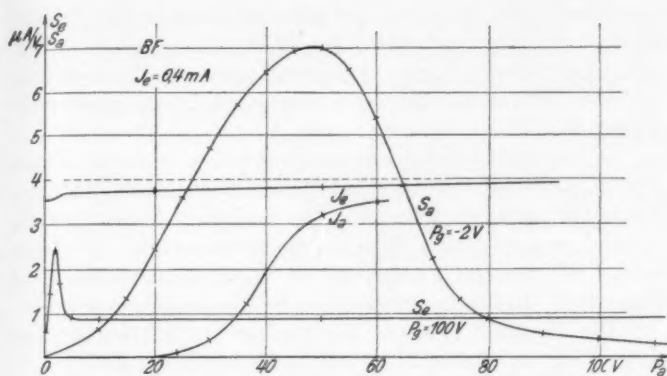
Steilheitskurven von 3 technischen Röhren  
bei Auftreten von Sekundäremission

Fig. 6b



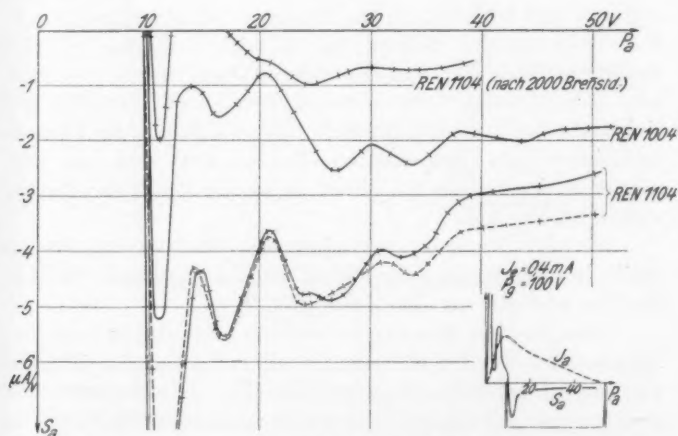
Steilheitskurven von 3 technischen Röhren  
bei Auftreten von Sekundäremission

Fig. 6c



Emissionssteilheit und Anodensteilheit bei kleiner Gitterspannung

Fig. 7



Steilheitskurven bei verschiedenen Exemplaren der gleichen Röhrentype (REN 1104 und 1004)

Fig. 8

Gitter und Anode begründet sind, wurde durch Messung der Emissionssteilheit  $\partial J_e / \partial P_a$  erwiesen (Fig. 7). Definitionsgemäß bedeutet sie die Zunahme des Emissionsstromes mit wachsender Anodenspannung und aus dem vollkommen glatten Verlauf

ersieht man, daß keinerlei Unregelmäßigkeiten in der Primäremission auftreten (vgl. Sixtus).<sup>1)</sup> Ebenso zeigt sich bei Aufnahme der Steilheit der Anodenstromkennlinie bei kleiner negativer Gitterspannung keine Unregelmäßigkeit im Kurvenverlauf (Fig. 7).

Die Extrema in der Anodensteilheit treten bei verschiedenen Röhren nicht bei denselben Anodenspannungen auf, bei zwei Röhren der gleichen Type stimmen sie jedoch fast vollständig überein, wie an vielen Typen festgestellt wurde. In Fig. 8 wurden als Beispiel Kurven, die an verschiedenen Röhren der Type REN 1104 aufgenommen wurden, zusammengestellt.

Die Abstände zwischen den Maxima und Minima betragen einige Volt, ein Gesetz über ihre Aufeinanderfolge ließ sich in keinem Fall aufstellen.

Weiter läßt sich über die Maxima und Minima folgendes sagen: Sie sind vollkommen stabil und lassen sich jederzeit reproduzieren. Als extrem hochfrequente Schwingungen (Barkhausen-Kurzsche Wellen) sind sie nicht erklärbar, da eine Erdung an beliebigen Punkten der Schaltung keinerlei Einfluß hat. Ein überdies vorgenommener Versuch mit Detektor und Galvanometer blieb ohne Ergebnis. Eine Erklärung der Unregelmäßigkeiten aus Photoemission scheidet, abgesehen von zahlreichen anderen Gründen, allein wegen der Größe der Zusatzströme absolut aus.

Mit der Emission verändert sich bloß die Größe der Steilheit vollkommen proportional, auch dort, wo die Steilheit Maxima und Minima durchläuft (Fig. 9).

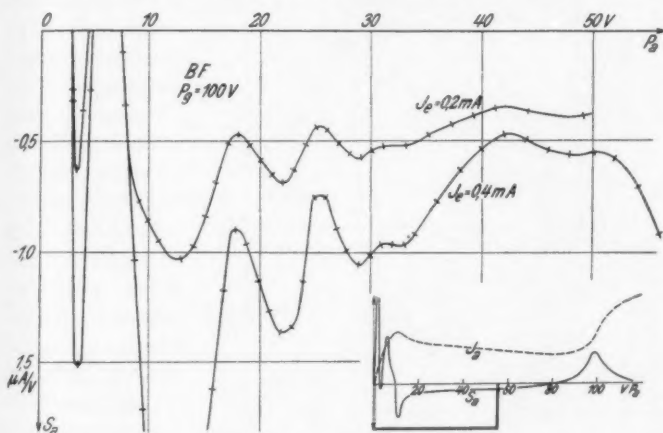
Eine genauere Messung der Steilheit zeigt, daß bei manchen Röhren auch im Gebiete der echten Reflexion Abweichungen vom zu erwartenden Kurvenverlauf (Fig. 4) auftreten. Man gewinnt hier scheinbar weiteren Aufschluß über die Natur der Unregelmäßigkeiten, wenn man die Gitterspannung als Parameter verändert. Die hierbei auftretende Verschiebung der Extrema kann erstens eine Änderung der Feldverteilung zwischen Kathode und Anode (einen Vorgang im Raum), zweitens eine Änderung des Auftreffwinkels auf die Anode (einen Vorgang an der Oberfläche) zur Ursache haben. Die

1) K. Sixtus, a. a. O.



Messungen zeigen, daß im Gebiete echter Reflexion die Unregelmäßigkeiten bei direkt geheizten Röhren stark, bei indirekt geheizten Röhren jedoch fast gar nicht von der Größe der Gitterspannung abhängig sind.

An Siemensröhren der Type BF, BO und BE, die direkt geheizt und mit Steggittern ausgerüstet sind, zeigt sich, daß die Steilheitskurven mehrere Maxima und Minima aufweisen, die in ihrer Lage und Gestalt sehr von der Gitterspannung abhängen. Auch ein starkes koaxiales Magnetfeld von etwa



Abhängigkeit der Steilheit vom Emissionsstrom

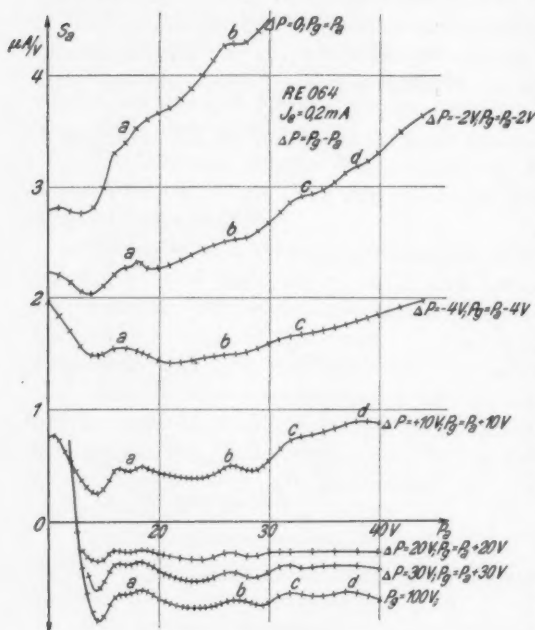
Fig. 9

20 Gauss verändert den Kurvenverlauf wesentlich. Beide Einflüsse weisen auf eine Abhängigkeit von der Elektronenbahn hin.

Davon verschieden sind Unregelmäßigkeiten, die, wie bereits erwähnt, von Sixtus<sup>1)</sup> an indirekt geheizten Oxydkathodenröhren (Telef. REN 1004 und 1104) untersucht wurden. Er stellt fest, daß zwischen 3 und 9 Volt Auftreffgeschwindigkeit drei Minima und drei Maxima auftreten, die in ihrer Lage von der Gitterspannung unabhängig und bei Gegenspannungen bis zu 3 Volt merkbar sind.

1) K. Sixtus, a. a. O.

Im Gebiete der Sekundäremission zeigten die Untersuchungen, daß die Lage der Maxima und Minima bezüglich der Anodenspannung, bei welcher sie auftraten, durch äußere Änderungen absolut unbeeinflussbar war. Die vollständige Unabhängigkeit der Lage von der Größe der Gitterspannung geht



Abhängigkeit  
der Steilheit von der Gitterspannung

Fig. 10

tronen hervorgerufen werden, da diese bei einer Eigengeschwindigkeit von etwa 2—4 Volt höchstens gegen ebensolche Gegenspannungen anlaufen können.

Auch ein koaxiales Magnetfeld hat auf die Unregelmäßigkeiten des Steilheitsverlaufes keinen Einfluß (Fig. 11). Offenbar ist die Erscheinung also auch von der Art der Elektronenbahnen unabhängig.

am besten daraus hervor, daß es möglich ist, an das Gitter Gegenspannungen bis zu 4 Volt anzulegen.

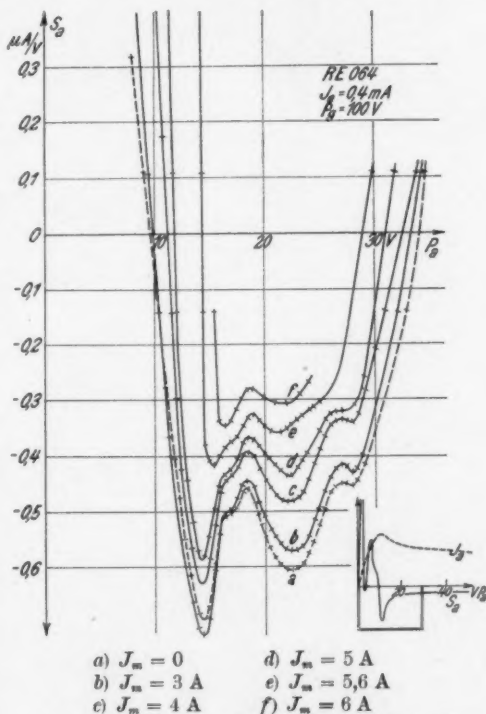
( $P_g = P_a - 4$ ), ohne daß der Steilheitsverlauf im Wesen geändert wird (Fig. 10). Erst bei noch größeren Gegenspannungen wird der Steilheitsverlauf ausgeglichen.

Man kann das als Bestätigung dafür ansehen, daß die Unregelmäßigkeiten durch Sekundärelek-

daß  
Span  
(RE)

H. F.

Man wird durch die beiden eben besprochenen Ergebnisse — Unabhängigkeit der Lage der Maxima von der elektrischen Feldverteilung in der Röhre (Änderung der Gitterspannung) und von der Elektronenbahn (Anlegen eines Magnetfeldes) — zu dem Schluß geführt, daß sich die Vorgänge, die die Unregelmäßigkeiten verursachen, unmittelbar an der Anode abspielen müssen und allein von der Auftreffgeschwindigkeit der Primärelektronen abhängen. Der Gedanke an Anregungsspannungen liegt hier besonders nahe, umso mehr als auch die Abstände der einzelnen Maxima in ihrer Größenordnung Anregungsspannungswerten entsprechen könnten.<sup>1)</sup> Andererseits könnte man, wie bereits Sixtus, durch amerikanische Untersuchungen<sup>2)</sup> und die Versuche von



Einfluß eines coaxialen Magnetfeldes  
auf die Steilheitskurven

Fig. 11

1) Gegen Anregungsspannungen spricht vielleicht der Umstand, daß sich die Steilheit ziemlich allmählich ändert, auch dann, wenn der Spannungsabfall sehr klein (RE 064) oder überhaupt nicht vorhanden (REN 1104) ist.

2) C. J. Davisson u. L. H. Germer, Phys. Rev. **30**. S. 705. 1927; H. E. Farnsworth, Phys. Rev. **33**. S. 1068. 1929.

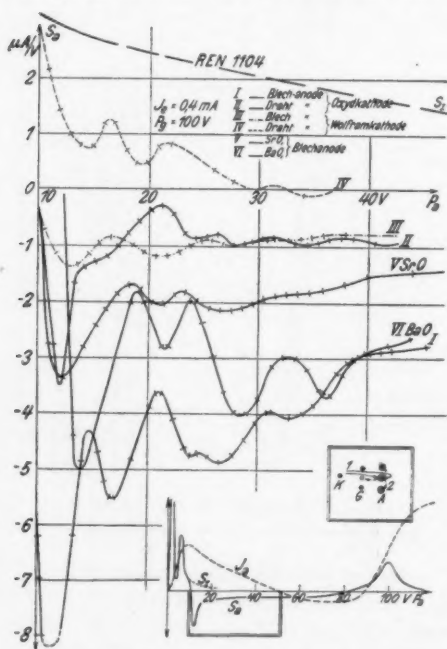
Rupp<sup>1)</sup> angeregt, die Unregelmäßigkeiten durch Elektronenbeugung („selektive“ Reflexion) zu erklären versuchen. Um über diese Möglichkeiten Aufschluß zu bekommen, mußten Veränderungen an der Röhre selbst vorgenommen werden.

## 2. Veränderungen innerhalb der Vakuumröhre

### A. Änderung der Anodenbeschaffenheit

#### a) Einfluß der Struktur

Eine Erklärung der Unregelmäßigkeiten durch Elektronenbeugung erschien von vornherein sehr unwahrscheinlich; es



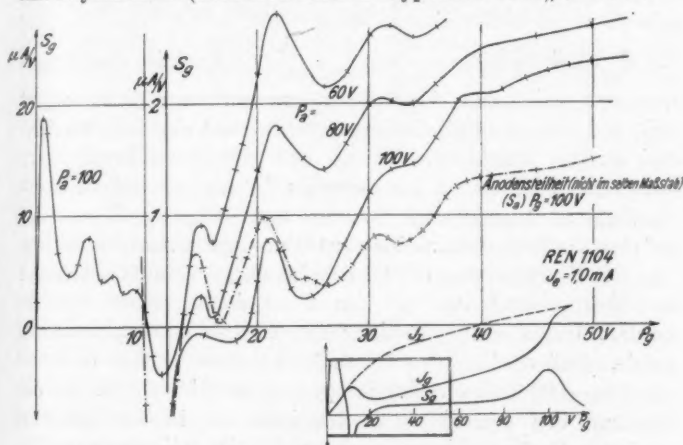
Einfluß der Struktur des Anodenmetalls  
und der Verrückung durch Oxydniederschlag

Fig. 12

fand ja stets bei den untersuchten Anordnungen ein Auftreffen der Primärelektronen unter untereinander stark verschiedenen Winkeln statt, so daß sich Beugungserscheinungen durch Strukturverhältnisse stark verwechseln. (Für die Untersuchungen von Beugungserscheinungen muß der Elektronenstrahl abgeblendet werden; um aber dann bei den geringen Strömen [ $10^{-6}$  Amp.] noch Steilheiten messen zu können, mußte die Steilheitsmethode noch wesent-

1) E. Rupp, Ann. d. Phys. 88. S. 773, 801. 1929.

lich empfindlicher gemacht werden.) Zur Sicherheit wurden jedoch Messungen an Röhren ausgeführt, deren Aufbau (Verlauf der Primäremission) und Anodenmaterial vollkommen gleich war, bei denen jedoch die Anode einmal aus Nickelblech (Walzstruktur), einmal aus einem Geflecht von Nickeldraht (Faserstruktur) bestand. Der Vergleich wurde einmal an Röhren mit Oxydkathode (normale Telefunktentype REN 1104), ein zweites-



Vergleich der Gittersteilheit (bei Gittersekundäremission) mit der Anodensteilheit

Fig. 13

mal bei gleichem Aufbau an Spezialröhren (vgl. S. 762) mit einer Wolframkathode angestellt. Das Ergebnis zeigt Fig. 12: die Maxima und Minima liegen durchweg bei den gleichen Anodenspannungen, ein Einfluß der Struktur ist also nicht vorhanden. (In das gleiche Blatt sind Kurven mit verschiedenem Oxyd [V u. VI] gezeichnet, die später besprochen werden.)

Auffällig ist an diesen Kurven I—IV, daß die Steilheit bei Blechanode viel stärker abfällt als bei Drahtanode, daß also bei ersterem Aufbau viel mehr Sekundärelektronen wirksam werden als bei letzterem. Die Erklärung ist jedenfalls die, daß bei netzartiger Anode ziemlich viele Primärelektronen zuerst durch die Löcher hindurchfliegen und dann von rückwärts auf die Anode gelangen; die von ihnen ausgelösten

Sekundärelektronen kommen größtenteils wieder an die Anode zurück (vgl. die Fig. rechts unten in Fig. 12). Die zwischen Primär- und Sekundärsteilheit liegende Fläche, d. h. die Zahl der wirksamen Sekundärelektronen verhält sich in den beiden Fällen etwa wie 4:1.

Ein Einfluß der Struktur bei gleichem Material müßte sich auch zeigen, wenn man den Verlauf der vom Gitter ausgehenden Sekundäremission untersucht, indem man die auf S. 743 definierte Gittersteilheit  $S_g = \frac{\partial J_g}{\partial P_g}$  in Funktion der Gitterspannung bei hoher Anodenspannung aufnimmt. Es ergibt sich, wie Fig. 13 zeigt, daß die Gittersteilheit ebenfalls Maxima und Minima durchläuft, die bei der gleichen Röhrentype in ihrer Lage vollkommen mit denen in der Anodensteilheit übereinstimmen. Eine geringe Gesamtverschiebung der Kurven ist auf eine Kontaktpotentialdifferenz Gitter—Anode zurückzuführen.

Bei Untersuchung der Gittersekundäremission konnte auch der Temperatureinfluß auf die Unregelmäßigkeiten studiert werden, indem ein Spiralgitter durch Stromheizung erwärmt wurde. Daß die Zahl der Sekundärelektronen in den Grenzen von 300—1100° K. von der Temperatur unabhängig ist, — ein Resultat, das Sixtus<sup>1)</sup> gefunden hatte — konnte bestätigt werden. Darüber hinaus ergab sich die vollkommene Unabhängigkeit der Unregelmäßigkeiten von der Temperatur des sekundär emittierenden Metalls.

#### b) *Einfluß des Materials*

Im Verlaufe der Untersuchungen wurde Tantal, Wolfram, Molybdän, Nickel und Kupfer als Anodenmaterial verwendet. Die Größe der Sekundäremission bleibt im wesentlichen stets die gleiche. Was die Maxima und Minima in der Steilheit anbelangt, so läßt sich nicht eine Zuordnung ihrer Lage zu dem betreffenden Anodenmetall angeben. Sie treten stets in ähnlicher Weise auf und unterliegen allen bisher besprochenen Eigentümlichkeiten, sie liegen aber bei verschiedener Röhrentype auch bei gleichem Anodenmaterial verschieden (vgl. Fig. 6).

Eine Untersuchung der Materialabhängigkeit wurde ferner an zwei Spezialröhren (vgl. S. 762) ausgeführt, die genau gleichen

1) K. Sixtus, a. a. O.

Aufbau hatten, deren Anode jedoch einmal aus Nickel, ein andermal aus Molybdän bestand. Im Kurvenverlauf zeigte sich gar kein Unterschied.

*c) Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit*

Die Versuche und Überlegungen, die dazu geführt haben, die Unregelmäßigkeiten durch Vorgänge unmittelbar an der Anode zu erklären (Änderung von  $P_g$ , Magnetfeld), lassen nun, nachdem die Unabhängigkeit von Struktur und Material experimentell gefunden wurde, nur noch eine Möglichkeit, die Erscheinung mit Anregungsspannungen zu erklären, nämlich die, daß sich an der Anode irgendwelche Fremdstoffe niedergeschlagen haben, die eine Anregung erfahren. Diese Vermutung erscheint um so verlockender, als sie auch die merkwürdige Übereinstimmung zwischen dem Verlauf der Anoden- und der Gittersekundäremission erklären könnte.

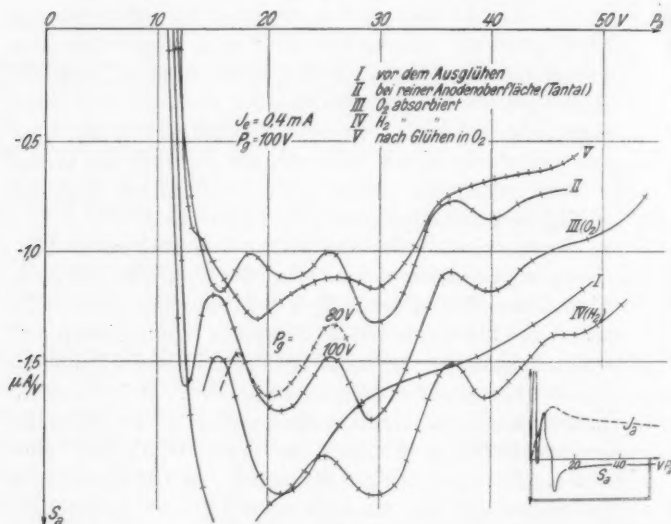
Als verunreinigende Fremdstoffe an der Elektrodenoberfläche kommen Gasreste, ferner von der Kathode hinübergedampft Material und schließlich Spuren eines Getters in Betracht. Um über den Einfluß solcher Verunreinigungen Aufschluß zu bekommen, wurden ausgedehnte Versuche, größtenteils an selbst hergestellten Röhren, ausgeführt. Die Versuchsröhren wurden auf einem normalen Quetschfuß (mit 4—5 Durchführungen) aufgebaut und dieser in einen Glaskolben eingeschmolzen. Nach sorgfältiger Reinigung des Glases erfolgte das Anschmelzen an eine Hochvakuumanlage, die Evakuierung besorgte eine dreistufige Quecksilberdiffusionspumpe von Leybold. Vor der Messung wurde das Rohr während etwa 16 Stunden in einem elektrischen Ofen auf  $360^\circ\text{C}$  erhitzt.

Zur Vakuummessung diente ein Mac Leodgefäß, außerdem wurde das Vakuum mitunter nach der Rukop-Hausserschen Methode elektrisch durch Messung des Gitterstromes bestimmt. Beim Kühlen mit flüssiger Luft war das Vakuum stets besser als  $10^{-6}$  mm Hg (Klebevakuum).

Ein eventuelles Ausglühen des Anodenblechs wurde entweder mit Elektronenbombardement vorgenommen oder es wurden (bei zylindrischer Anode) im Anodenblech hochfrequente Wirbelströme induziert und dieses dadurch zum Glühen gebracht.

Gitter wurden normalerweise nicht verwendet. Die Untersuchungen an selbsthergestellten Röhren wurden sämtlich an der Pumpe ausgeführt.

Bei Untersuchung des Einflusses von angelagerten Gasen zeigte sich, daß ein in die Röhre neu eingebautes Anodenblech vor dem Ausglühen kaum Maxima und Minima im Steilheitsverlauf aufweist (Fig. 14, I). Sowie jedoch das Blech, sei es



Einfluß von angelagertem Gas auf den Verlauf der Steilheitskurven

Fig. 14

nun mit Hochfrequenz oder durch Bombardement, zum Glühen gebracht wurde, zeigen sich die an den technischen Röhren beobachteten Extrema (Fig. 14, II); es genügt eine Glühzeit von 5 Min., um sie erkennen zu können, nach 20 Min. sind sie deutlich ausgeprägt und werden durch weiteres Glühen nicht mehr beeinflusst. (Ebenso bewirkt ein intensives und langes Ausglühen der Anode eines technischen Rohres keinerlei Veränderung im Steilheitsverlauf.

Die Zahl der ausgelösten Sekundärelektronen erweist sich bei diesen Versuchen als sehr stark vom Entgasungszustand





spannung abhängig zeigte (Fig. 14, III, IV); alle weiteren Maxima blieben unverändert.

Ein kurzes Erwärmen in Luft (was vielleicht einer Oxydation gleichkommt) bewirkte ein starkes relatives Zurücktreten der Extrema (Fig. 14, V).

Um den Einfluß eines Oxydniederschlages an der Anode zu untersuchen, genügte es, anstatt das Oxyd direkt auf die Anodenoberfläche aufzubringen, das betreffende Oxyd als emittierende Kathodenschicht zu verwenden. Die Versuche an technischen Röhren hatten nämlich gezeigt, daß stets eine geringe Menge des Kathodenmaterials auf die Anode hinüberdampft und dort eine Erhöhung der Sekundäremission hervorruft (vgl. auch Fig. 12); sie wird bekanntlich auf eine Herabsetzung der Austrittsarbeit des sekundär emittierenden Körpers zurückgeführt, die wieder durch die Dipolwirkung des angelagerten Fremdatoms zustande kommt.<sup>1)</sup> Die Versuche, selbst eine Oxydkathode herzustellen, scheiterten praktisch daran, daß es nicht gelang, mit Hilfe des Pasterverfahrens eine genügend konstante Emission, die für exakte Steilheitsmessungen notwendige Voraussetzung ist, zu erhalten. Für die Versuche gelangten vielmehr von der Osram-Gesellschaft hergestellte Spezialröhren zur Verwendung, für deren Überlassung ich der Firma auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank aussprechen möchte. Diese Röhren waren in ihrem Aufbau sämtlich der Telefunktentype REN 1104 nachgebildet; die Kathoden bestanden einmal aus reinem Bariumoxyd, ein andermal aus reinem Strontiumoxyd und wurden indirekt geheizt. Außerdem standen zum Vergleich Röhren mit Kathoden aus reinem Wolfram zur Verfügung. Von jeder Gattung wurden 4 Exemplare untersucht. Von der Bariumgruppe hatte ein Rohr statt der Nickelanode eine solche aus Molybdän; der Kurvenverlauf ist insgesamt um etwa 0,3 Volt verschoben. Sonst sind die allgemeinen Abweichungen aller Rohre untereinander geringfügig.<sup>2)</sup>

1) Untersuchungen über den quantitativen Zusammenhang zwischen sekundärer Ausbeute und Austrittsarbeit wurden in letzter Zeit von Sixtus (a. a. O.) ausgeführt, doch sind die Beziehungen noch nicht endgültig klargestellt.

2) Abweichungen zeigen sich bloß bei kleinen Anodenspannungen betreffs der Lage des ersten positiven Steilheitsmaximums.

Im Gebiet der *echten Reflexion* zeigten die indirekt geheizten Spezialröhren Unregelmäßigkeiten im Steilheitsverlauf, die ihrem Charakter nach den von Sixtus und mir beobachteten (Fig. 6a, REN 1104) verwandt sind. Die Messungen ergaben bei sämtlichen Oxydkathodenröhren ein deutliches Minimum und Maximum bei 5—6 Volt Anodenspannung, während die beiden ersten Extrema hauptsächlich bei der Strontiumgruppe auftreten.<sup>1)</sup> Die beiden Extrema bei 8 Volt treten nur bei manchen Röhren auf, mitunter erst bei kleiner Gitterspannung. Ist die Anode aus Drahtgeflecht, so sind die Unregelmäßigkeiten nur schwach angedeutet. Bei den Vergleichsröhren mit Wolframkathode sind sie überhaupt *nicht* vorhanden. Während sich sämtliche auftretende Extrema ähnlich wie bei den Röhren der technischen Type (REN 1104) bei Änderung der Gitterspannung kaum verschieben, wurde an einem Rohr der Strontiumgruppe eine erhebliche Verschiebung gemessen.

Im Gebiete der *Sekundäremission* zeigt sich, wenn man von Gesamtverschiebungen durch Kontaktpotentiale absieht, durchweg der gleiche Steilheitsverlauf, auch die Röhren mit Wolframkathode bilden hier keine Ausnahme.

Hinsichtlich der Größe der Sekundäremission läßt Fig. 12 erkennen, daß die Steilheit bei Wolframkathoden nur wenig, bei Oxydkathoden ziemlich stark ins Negative sinkt; unter letzteren ist die Größe der Sekundäremission je nach dem Kathodenmaterial entsprechend der verschiedenen Austrittsarbeit verschieden.

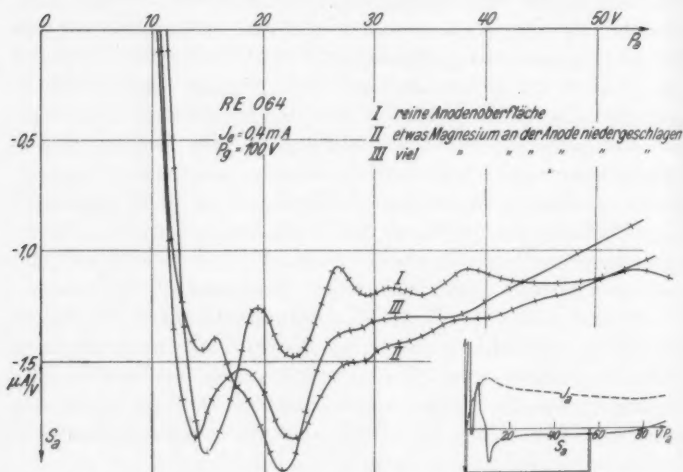
Diesen Versuchen zufolge ist also auch das an der Anode niedergedampfte Kathodenmaterial nicht für die Unregelmäßigkeiten im Steilheitsverlauf maßgebend. Es bleibt nun noch die Verunreinigung durch ein Gitter (z. B. Magnesium) zu untersuchen. Bei Verdampfung von Magnesium derart, daß es sich auf der Anode niederschlagen kann, verschwinden die Extrema fast völlig (Fig. 16). Das kleine Maximum bei 14 Volt in Kurve III ist sehr durch die Gitterspannung zu beeinflussen. Hierbei konnte durch nachträgliches Ausglühen der Anode neuerdings der einer reinen Anodenoberfläche entsprechende

1) Sie sind zwar bei einem der 4 Strontiumrohre nur angedeutet, während andererseits auch ein Bariumrohr auf eine Unstetigkeit bei etwa 3,5 Volt hinweist (Fig. 15, IV).

Steilheitsverlauf hergestellt werden. Auf die Zahl der Sekundärelektronen hatte der Magnesiumniederschlag keinen gesetzmäßigen Einfluß.

Weiter wurde festgestellt, daß die Güte des Vakuums auf Größe und Lage der Extrema gar keinen Einfluß hat. Daß auch die Zahl der Sekundärelektronen vom Vakuum zwischen  $10^{-4}$  und  $10^{-8}$  mm Hg nicht abhängt<sup>1)</sup>, konnte bestätigt werden.

Bei einem Versuch, die jeweilige Röhrenanordnung in einen durch Fett abgedichteten Schliff einzubauen, konnten



Änderung der Steilheitskurven  
 bei Verunreinigung der Anodenoberfläche durch Magnesiumniederschlag

Fig. 16

nicht Extrema der oben beschriebenen Art erhalten werden; vielmehr traten ganz unregelmäßige, auch zeitlich nicht konstante Änderungen in der Steilheitskurve auf. Jedenfalls bewirkt das sich auf der Anode niederschlagende Fett eine Verunreinigung der Oberfläche.

Aus all diesen Versuchen über den Einfluß der Anodenbeschaffenheit ergibt sich zunächst das negative Ergebnis, daß

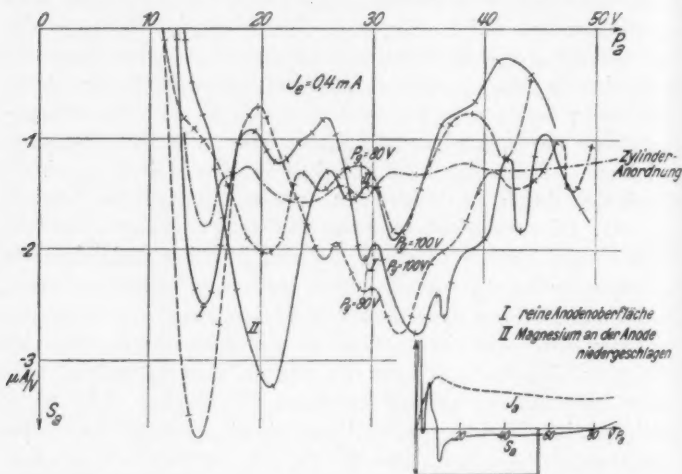
1) Kühle, Dissertation Göttingen 1927.

die Unregelmäßigkeiten offenbar weder durch Elektronenbeugung noch aber auch durch Anregungsspannungen zu erklären sind. Eine Abhängigkeit vom Oberflächenzustand der Anode zeigt die Erscheinung jedoch insofern, als für das Auftreten der gitterspannungsunabhängigen Maxima eine gewisse Reinheit der Oberfläche Voraussetzung ist. Aus den Versuchen geht ferner hervor, daß im Gebiete echter Reflexion Maxima, die sich durch Feld- und Bahnänderungen nicht oder fast nicht beeinflussen lassen, nur bei indirekt geheizten Oxydkathoden auftreten; doch ist die Folgerung, daß sie darum auf den Oxydbelag an der Anode zurückzuführen sind, nicht überzeugend. Vielmehr scheint die Regelmäßigkeit bei den indirekt geheizten Kathoden durch das Fehlen des Heizspannungsabfalles bedingt zu sein. Dieser wird offenbar einen Vorgang bei kleinen Anodenspannungen stark verwischen; es wird ja bei allmählicher Erhöhung des Anodenpotentials eine bestimmte Potentialdifferenz zwischen Kathode und Anode gewissermaßen am Heizdraht entlang laufen und ein bei dieser Potentialdifferenz auftretender Vorgang wird dadurch über den ganzen Spannungsabfall auseinander gezogen, so daß er unter Umständen nicht mehr sichtbar ist. Bei reinen Wolframkathoden betrug der Spannungsabfall 3–4 Volt, eine Größe, die bei kleinen Anodenspannungen stark ins Gewicht fällt. Den Übergang zu den indirekt geheizten Röhren bilden direkt geheizte Oxydkathoden mit Heizspannungsabfällen von 1–2 Volt.

#### **B. Änderung der Elektrodenanordnung**

Im Verlaufe der Messungen an technischen Röhren war es aufgefallen, daß bei Röhren mit nicht zylindrischer Anordnung die Extrema entweder fast nicht auftraten (RE 123, 124), oder sich mit Änderung der Gitterspannung zu anderen Anodenspannungen verschoben (RE 144). So sollte nun der Einfluß der geometrischen Anordnung untersucht werden, obwohl ein solcher den Versuchen mit Magnetfeld und Gitterspannungsänderung zufolge (Figg. 10 u. 11) nicht zu erwarten war. Es wurde zunächst bei einer zylindrischen Anordnung (RE 064), deren Steilheitsverlauf bekannt war, der Anodenzyylinder an zwei diametralen Mantellinien aufgeschlitzt und die eine Hälfte entfernt, so daß eine unsymmetrische Anordnung

entstand. Bei neuerlicher Messung ergab sich nun überraschenderweise ein ganz veränderter Kurvencharakter, wobei keinerlei Gesetzmäßigkeit mehr festzustellen war (Fig. 17, I). Ein Verdampfen von Magnesium derart, daß es sich auf der Anode niederschlagen konnte, hatte nicht wie früher ein Ver-



Steilheitskurven bei gestörter Symmetrie der Elektrodenanordnung

Fig. 17

schwinden der Maxima und Minima, sondern eine unregelmäßige Veränderung des gesamten Kurvenverlaufs zur Folge (Fig. 17, II).

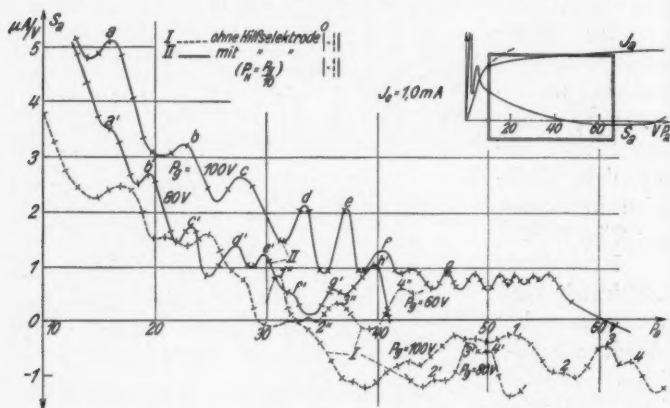
Die weiteren Untersuchungen wurden an ebenen Anordnungen ausgeführt. Bei der bekannten „Zweiplatten“-Anordnung, wo sich die Steuerelektrode als Platte auf der anderen Seite der Kathode befindet (Fig. 18a), erhält nun das eigenartige Resultat, daß im Gebiete der Sekundäremission überhaupt keine Unregelmäßigkeiten im Steilheitsverlauf auftreten (Fig. 19, I). Für das Gebiet der echten Reflexion erhält man das gleiche Resultat, wenn man eine Oxydkathode, z. B. die Kathode einer Telefunkenröhre REN 1104 in eine Plattenanordnung einbaut: es zeigt sich der normal zu erwartende Verlauf (Fig. 4). (Der Abstand der einzelnen Elektroden war je 2 mm.)





zwischen dem Heizfaden und der Anode anbringt (Fig. 18d); dadurch ist der Übergang zur normalen technischen Elektronenröhre gegeben. Um das Feld genauer zu definieren, kann man wieder eine Hilfselektrode anbringen (Fig. 18c), der man ein beliebiges Potential erteilt (Fig. 20, II).

Aus diesen Versuchen geht eindeutig hervor, daß die beobachteten Unregelmäßigkeiten durch die räumlich diskrete Anordnung der Auffangelektrode und durch die damit verbundene Inhomogenität des Feldes hervorgerufen werden.



Steilheitskurven bei ebenen Elektrodenanordnungen

Fig. 20

Ändert man das Potential der Auffangelektrode, so verschieben sich bei allen ebenen Anordnungen die Unregelmäßigkeiten derartig, daß z. B. das gleiche Maximum stets bei einem bestimmten Verhältnis  $P_a/P_g$  liegt (vgl. Fig. 19 u. 20). Es tritt also stets bei einer bestimmten Potentialverteilung, die ja durch eine proportionale Änderung aller Potentiale nicht geändert wird, im Strom eine Zu- bzw. Abnahme auf. Daß die Erscheinung nicht auf Raumladungseinflüsse zurückzuführen ist, zeigt die gemessene proportionale Änderung der Größe der Steilheit mit dem Emissionsstrom.

Löst man bei ebenen Anordnungen am Gitter Sekundärelektronen aus, so zeigt sich zwar nicht, wie bei Zylinder-



anordnung, eine vollkommene, aber doch eine sehr weitgehende Unabhängigkeit vom Potential der Auffangelektrode (Anode). Hingegen sind die Extrema bei der Anordnung Fig. 18e mit Hilfelektrode sehr von deren Potential abhängig.

Zum Unterschied von Zylinderanordnungen beeinflussen Magnetfelder den Steilheitsverlauf bei ebenen Anordnungen sehr.<sup>1)</sup> Schon schwache Felder der Größenordnung von einigen Gauss haben eine Verschiebung der Maxima um einige Volt zur Folge. (Immerhin hat das Erdfeld von 0,45 Gauss keinen merklichen Einfluß, was durch Verändern der Lage der Röhre im Raum festgestellt wurde.) Starke Felder (40 Gauss) bewirken eine „Zusammenfassung“ der vielen kleinen Maxima zu wenigen größeren; ein gesetzmäßiger Zusammenhang ließ sich jedoch nicht feststellen.

Bei der Plattenanordnung Fig. 18a, wo keine Unregelmäßigkeiten beobachtet wurden, können durch starke Magnetfelder solche hervorgerufen werden.

### 3. Versuch einer Erklärung der Unregelmäßigkeiten

Es soll nun versucht werden, über das Auftreten von Unregelmäßigkeiten in Verbindung mit einer räumlich diskreten Elektrode eine Vorstellung zu gewinnen; wegen der geometrischen Beeinflussung spielen offenbar die Elektronenbahnen eine entscheidende Rolle, wobei speziell die Bedingung, daß sich stetz eine Elektrode auf wesentlich höherem Potential als die andere befinden muß, den Gedanken eines Bremsfeldes und einer Umkehr von Elektronen nahegelegt.

Macht man sich die Vorgänge in der Elektronenröhre, die sich bei Dynatronschaltung abspielen, an Hand der ebenen Anordnung Fig. 18d, die dafür am übersichtlichsten erscheint, einzeln klar, so ergibt sich folgendes:

Die Primärelektronen verlassen die Kathode und werden durch das Gitter z. B. auf 100 Volt beschleunigt. Ein Teil geht ans Gitter, der andere Teil fliegt mehr oder weniger abgelenkt durch das Gitter hindurch auf die Anode zu. Da

1) Bei einem Magnetfeld von 60 Gauss und einer Gitterspannung  $P_g = 80$  Volt hatte sich allerdings auch beim BE-Rohr eine Auflösung der „normalen“ zylindrischen Extrema in viele kleine und rasch aufeinanderfolgende Maxima und Minima gezeigt.

diese wesentlich geringeres Potential besitzt, erfolgt eine Abbremsung, trotzdem reicht die kinetische Energie aus, um die Anode zu erreichen. Die Ablenkung durch das Gitter genügt bei der hohen Eigengeschwindigkeit und der immer noch positiv wirkenden Kraft von der Anode her offenbar nicht, um eine Umkehr der Primärelektronen zu bewirken.

Sekundärelektronen entstehen am Gitter und an der Anode. Erstere kommen nicht zur Wirkung, da sie nicht gegen das Gegenfeld anlaufen können. Die an der Anode ausgelösten Sekundärelektronen aber werden von ihrer Eigengeschwindigkeit von etwa  $2 \div 4$  Volt auf  $P_g - P_a$  beschleunigt, gelangen also, wenn z. B.  $P_a = 20$  Volt, mit  $82 \div 84$  Volt Geschwindigkeit ans Gitter. Ein Teil wird dort aufgefangen, der Rest geht, wie früher die Primärelektronen, durch die Maschen hindurch und muß nun gegen 100 Volt anlaufen. Bei der Potentiallinie  $18 \div 16$  Volt ist die Energie aufgezehrt, die Sekundärelektronen kehren um und fliegen wieder auf das Gitter zu. Es existiert also gewissermaßen zwischen Heizfaden und Gitter eine imaginäre Kathode, die — je nach der durch das Gitter bewirkten Aufteilung des Gesamtsekundärstromes in einzelne Bündel — an bestimmten Stellen räumlich verteilt zu denken ist. Von diesen diskreten „Punkten“ (die in ihrer Gesamtheit als imaginäre Kathode  $K_i$  bezeichnet werden sollen), werden Sekundärelektronen zurückgeworfen, die in Richtung der Primärelektronen fliegen und sich auf Gitter und Anode verteilen, wobei letztere mit einer Geschwindigkeit von  $+2 \div 4$  Volt erreicht wird, sofern die Normalkomponente nicht zu groß geworden ist.

Es ist klar, daß die imaginäre Kathode in ihrer Lage im Raum sehr von der Potentialverteilung in der Röhre abhängt; sie wird sich, da sie bei konstanter Gitterspannung ungefähr auf der der Anode entsprechenden Potentiallinie zwischen Kathode und Gitter liegt (Fig. 21a), bei wachsender Anoden-spannung dem Gitter nähern. Um jedoch die hierbei beobachtete wiederholte Ab- und Zunahme des Stromes zu einer Elektrode zu erklären, müßte man sich vorstellen, daß sie nicht allein in Richtung der Feldlinien, sondern auch senkrecht dazu eine Bewegung ausführt (so daß für sie gewissermaßen der Stromverteilungsfaktor  $\mu$  geändert wird). Wodurch aller-

dings eine solche Bewegung der imaginären Kathode hervorgerufen werden sollte, ist nicht ganz klar. Denkt man an eine Ablenkung durch das Gitter beim ersten Durchgang der Sekundärelektronen derart, daß die Rückkehrlektronen nacheinander an den einzelnen Gitterstäben vorbeistreichen (Fig. 21 c), so steht demgegenüber, daß ja die Elektronen in verschiedener Entfernung von den Gitterstäben verschieden stark abgelenkt werden, so daß das Bündel mehr oder weniger divergent wird. Vielleicht kommt aber trotzdem ein periodisches Schwanken des Mittelwertes der auftreffenden Rückkehrlektronen zustande.

Eine rechnerische oder graphische Erfassung des Vorganges ist mit Rücksicht auf die Kompliziertheit des Potentialfeldes nur bei sehr weitgehenden Vereinfachungen möglich, von denen



Andeutung des Verlaufes der Elektronenbahnen von Sekundärelektronen

Fig. 21

man zudem meist nicht weiß, in welchem Maße sie berechtigt sind; daher wurde davon Abstand genommen.

Daß die Unregelmäßigkeiten allein durch Sekundärelektronen entstehen, beweisen einerseits die Versuche über den Einfluß der Anodenoberflächenbeschaffenheit (Figg. 14, 16 u. 17); andererseits zeigt das Ergebnis Fig. 10, daß die Extrema bis zu einer Gegenspannung von 2÷4 Volt sichtbar sind, was gerade der Eigengeschwindigkeit der Sekundärelektronen entspricht.

Die Vorstellung der imaginären Kathode macht es plausibel, daß die Maxima und Minima um so deutlicher auftreten, je bestimmter das Feld definiert ist. Daraus erklärt sich ohne weiteres der Unterschied zwischen Fig. 18 und 19; in Fig. 19 zeigen aus dem gleichen Grund die Kurven II (Anordnung Fig. 18 e) regelmäßigeren Verlauf als die Kurven I (Fig. 18 d), so daß die Kurven Fig. 20, II als der deutlichste Ausdruck der Erscheinung

bei ebener Anode angesehen werden müssen. Die Unregelmäßigkeiten entsprechen nach Fig. 5 einer *Abnahme* im Anodenstrom bei bestimmter Potentialverteilung (das Steilheitsminimum geht dem Maximum voraus).

Bei Auslösung von Gittersekundärelektronen laufen diese infolge ihrer Eigengeschwindigkeit offenbar ein Stück gegen das Gegenfeld nach der Kathode zu an und kehren erst dann um, um zurück zum Gitter oder zur Anode zu gelangen. Ist dabei das Gitter engmaschig, so hat die Anode fast keinen Einfluß auf den Kurvenverlauf, wohl aber die Hilfselektrode (nach Fig. 18e), die ja die Potentialverteilung zwischen Kathode und Gitter wesentlich mitbestimmt. Sie hat aus dem gleichen Grunde auch bei Anodensekundäremission auf den Kurvenverlauf Einfluß, durch Änderung ihres Potentials  $P_H$  kann man die Steilheitskurve verschieben und verzerren.

Bei den Kurven der ebenen Anordnungen fällt auf, daß sie von einer bestimmten Anodenspannung an (z. B. Fig. 20, II,  $P_g = 100$  Volt, von  $P_a \sim 57$  Volt an) bei deren weiterem Anwachsen glatt verlaufen; offenbar liegt dann die imaginäre Kathode bereits so nahe zum Gitter, daß die Sekundärelektronen, die nicht sofort auf das Gitter auftreffen, alle wieder zur Anode zurückkehren. Ist das Gitter engmaschig, so wird diese Stelle im Abstand  $d_0$  allein durch das Gitterpotential bestimmt. Da die imaginäre Kathode jedoch durch ein Hilfspotential verschoben wird, so wird der Abstand  $d_0$  bei negativem  $P_H$  bei kleineren, bei positivem  $P_H$  bei größeren Anodenspannungen erreicht werden. Mit dieser Überlegung stimmen die Versuchsergebnisse überein. Daraus erklärt sich auch, daß die Unregelmäßigkeiten in Fig. 20, II bei  $P_g = 80$  Volt nicht, wie es bei proportionaler Veränderung des Verlaufes für  $P_g = 100$  Volt zu erwarten wäre, bei  $P_a = 57 \cdot \frac{80}{100} = 45,5$  Volt, sondern schon bei  $P_a = 41$  Volt aufhören: Je höher die Gitterspannung ist, desto mehr Unregelmäßigkeiten können auftreten.

Wendet man sich nun der zylindersymmetrischen Anordnung zu, so ergibt sich bei Beibehaltung des Begriffs der imaginären Kathode zunächst, daß diese sich infolge des hier logarithmischen Potentialanstiegs stets sehr nahe der wirklichen Kathode befinden wird. Die Sekundärelektronen, die

vom Gitter durchgelassen werden, werden hier nicht umkehren, sondern auf gekrümmten Bahnen (Fig. 21b) die imaginäre Kathode tangieren. Bei solchem Verlauf der Elektronenbahn hat das Gitter offenbar keinen so großen Einfluß, inwieweit aber die absolute Unabhängigkeit von Gitterpotential und äußerem Magnetfeld damit zusammenhängt, ist nicht einzusehen. Die Symmetrie der Anordnung spielt jedenfalls eine entscheidende Rolle (wie auch Fig. 17 beweist). Schon eine geringe Unsymmetrie, wenn z. B. der Anodenzylinder nicht ganz geschlossen ist (Telefunken EVE 173), stört die Unabhängigkeit vom Gitterpotential, es treten dann unregelmäßige Maxima und Minima auf. Ist die Symmetrie jedoch vorhanden, dann geht die Gesetzmäßigkeit so weit, daß ihr auch die Gittersekundärelektronen auf ihrem Weg zur Anode unterliegen (Fig. 13). Auch der Einfluß einer Verunreinigung der Anode läßt sich vielleicht auf eine durch die Anlagerung hervorgerufene Unsymmetrie der Anordnung zurückführen.

Bei der echten Reflexion hat man es den Versuchen gemäß mit demselben Phänomen zu tun; hier werden die echt reflektierten Primärelektronen die Rolle der Sekundärelektronen übernehmen. Daß die Unregelmäßigkeiten nur auftreten, wenn die Potentialverteilung durch den Heizspannungsabfall nicht wesentlich nivelliert wird (bei kleineren Anodenspannungen ist der störende Einfluß selbstverständlich viel größer), ist ohne weiteres klar und wurde auch auf S. 765 besprochen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der Charakter und die Ursache der Unregelmäßigkeiten klargestellt sind; eine vollkommene Darstellung des Vorganges kann jedoch nicht gegeben werden.

#### 4. Praktische Folgerungen

Zum Schluß sollen noch kurz die praktischen Folgerungen besprochen werden, die sich aus den beobachteten Unregelmäßigkeiten an Röhrenkennlinien ergeben. Zunächst sei darauf hingewiesen, daß die Methode, den Wirkwiderstand einer Schaltung aus dem Schwingungseinsatz eines Dynatrons zu bestimmen, die Pauli<sup>1)</sup> angegeben hat, insofern mit Vorsicht

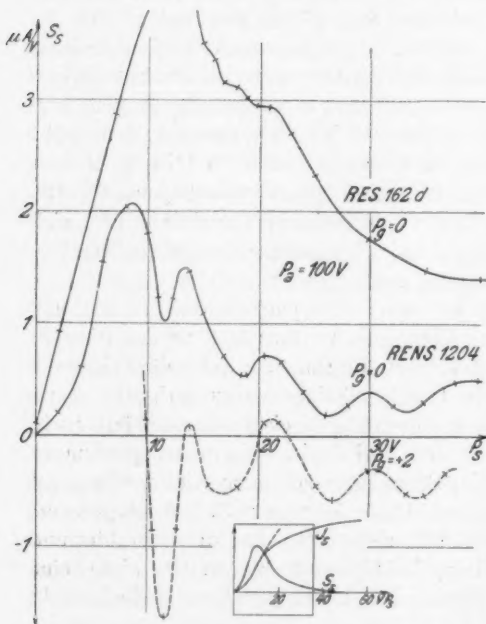
1) H. Pauli, Ztschr. f. techn. Phys. 10. S. 592. 1929.

zu verwenden ist, als sich bei vorliegenden Untersuchungen gezeigt hat, daß der negative Widerstand bzw. die negative Steilheit für zwei dicht benachbarte Arbeitspunkte der Röhre sehr verschieden sein kann. Eine Berechnung des negativen Widerstandes aus einer mit Gleichstrom nicht sehr genau aufgenommenen Stromspannungskurve des Dynatrons kann unter

Umständen zu falschen Resultaten führen.

Die Unregelmäßigkeiten können sich bei Doppelgitterröhren insofern bemerkbar machen, als sich hier je nach Wahl der

Anoden- und Schirmgitterspannung ein unter Umständen verschiedener innerer Widerstand der Röhre ergibt. Die am Schirmgitter stets auftretenden Sekundärelektronen, die zur Anode gelangen können, bewirken hier im Strom zum Schirmgitter



Steilheitskurven bei Schirmgitterröhren

Fig. 22

bzw. in dessen Steilheit  $S_s$  bei kontinuierlich wachsender Schirmgitterspannung die beobachteten Unregelmäßigkeiten bzw. Schwankungen (Fig. 22, RENS 1204). Da die Emissionssteilheit glatt verläuft, muß die Anodensteilheit die Schwankungen gerade im umgekehrten Sinne aufweisen, und da andererseits der innere Widerstand der Röhre dem reziproken Wert der Anodensteilheit gleich ist, zeigen sich Änderungen

im inneren Widerstand, die allerdings nicht sehr bedeutend sind. Eine Veränderung des Potentials des *Steurgitters* hat hierbei bloß eine Gesamtänderung der Größe der Steilheit, also eine Verschiebung des ganzen Kurvenverlaufs in „vertikaler“ Richtung (Fig. 22) zur Folge, so daß sich die Steilheit bei Änderung der Spannung am Steurgitter kontinuierlich ändert. Die Unregelmäßigkeiten sind kaum vorhanden, wenn, wie bei der Pentode, zwischen Anode und Schirmgitter noch ein Gitter liegt, das Kathodenpotential besitzt (RES 162d, Fig. 22); die entstehenden Sekundärelektronen werden zur betreffenden Elektrode zurückgetrieben. Aus einem ähnlichen Grund sind auch bei Raumladungsgitterröhren Unregelmäßigkeiten nicht zu beobachten.

### Zusammenfassung

1. Zur Klärung der systematischen Unregelmäßigkeiten in der Dynatronkennlinie wird eine einfache und genaue Brückenmethode zur Messung negativer Steilheit mit Wechselstrom entwickelt.

2. Mit Hilfe dieser Methode wird durch Variation äußerer Einflüsse (Gitterspannung, Magnetfeld) und durch Veränderungen im Innern der Röhre der Charakter der Unregelmäßigkeiten untersucht und es wird ihre Unabhängigkeit von der Anodenbeschaffenheit festgestellt, womit die Erklärungsmöglichkeiten als Anregungsspannungen und Elektronenbeugung („selektive“ Reflexion) hinfällig werden. Bei *zylindersymmetrischer* Elektrodenanordnung treten die Unregelmäßigkeiten bei verunreinigter Anodenoberfläche nur undeutlich oder ungesetzmäßig auf, bei reiner Oberfläche liegen sie jedoch, unabhängig von der Feldverteilung und Elektronenbahn im Innern der Röhre, stets bei der gleichen Anodenspannung. Bei *ebenen* Elektrodenanordnungen sind die Unregelmäßigkeiten von der Feldverteilung in der Röhre abhängig, derart jedoch, daß der Kurvenverlauf durch eine proportionale Erhöhung aller Potentiale nicht geändert wird.

3. Bei ebener Anordnung kann gezeigt werden, daß die *Unregelmäßigkeiten in der Dynatronkennlinie durch die räumliche Diskontinuität der (stark positiven) Auffangelektrode (des „Gitters“) verursacht werden*: bei plattenförmiger Auffang-



elektrode ist der Kurvenverlauf regelmäßig, der Übergang zwischen dieser und einer Anordnung mit Gitter läßt sich mittels einer Hilfelektrode herstellen.

4. Das Auftreten von Unregelmäßigkeiten wird aus der Umkehr von Sekundärelektronen zwischen Gitter und Heizfaden zu erklären versucht; die praktischen Anwendungen speziell auf Doppelgitterröhren werden besprochen.

5. Hinsichtlich der Zahl der in Elektronenröhren wirkenden Sekundärelektronen wird festgestellt, daß sie sich durch Verwendung einer netzförmigen Anode auf etwa den vierten Teil herunterdrücken läßt. Sie ist sehr stark vom Entgasungszustand der Anode abhängig und ändert sich, offenbar durch Diffusion von Gasen aus dem Innern an die Oberfläche, bei ungenügender Entgasung auch noch nach dem Ausglühen. Durch Oxydniederschlag an der Anode wird sie wesentlich vergrößert, durch Bariumoxyd mehr als durch Strontiumoxyd.

(Eingegangen 1. Januar 1930)

---



ang  
ich

der  
eiz-  
gen

irk-  
urch  
rten  
Ent-  
bar  
che,  
hen.  
ver-  
.

V  
8

1  
0  
0  
1  
>